

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-6742-TDI/632

BLOQUEIO ATMOSFÉRICO NO HEMISFÉRIO SUL

Rosa de Fátima Cruz Marques

Tese de Doutorado em Meteorologia, orientada pelo Dr. Vadlamudi Brahamanda Rao,
aprovada em outubro de 1996.

INPE
São José dos Campos
1996

555.58

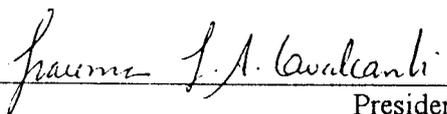
MARQUES, R. de F.C.

Bloqueio atmosférico no Hemisfério Sul / R. de F.C.
Marques. - São José dos Campos: INPE, 1996.
183p. - (INPE-6742-TDI/632).

1.Climatologia. 2.Fenômenos. 3.Bloqueio. 4.Variações
periódicas. 5.Instabilidade baroclínica. 6.La Niña. 7.El Niño.
8.Hemisférico Sul. I. Título

Aprovada pela Banca Examinadora em
cumprimento a requisito exigido para a
obtenção do Título de Doutor em
Meteorologia

Dra. Iracema Fonseca Albuquerque Cavalcanti


Presidente

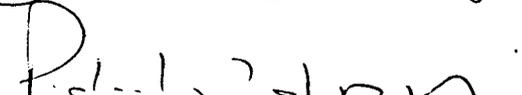
Dr. Vadlamudi Brahmananda Rao


Orientador

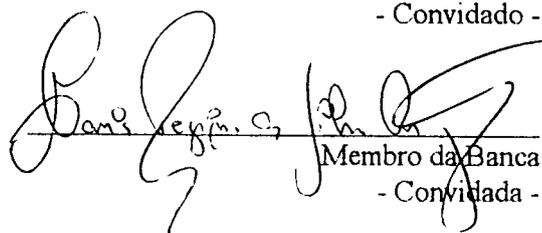
Dr. Manoel Alonso Gan


Membro da Banca

Dr. Pedro Leite da Silva Dias


Membro da Banca
- Convidado -

Dra. Maria Regina da Silva Aragão


Membro da Banca
- Convidada -

Candidata: Rosa de Fátima Cruz Marques

São José dos Campos, 14 de outubro de 1996

A fé é muito maior do que a crença.
A crença é quando alguém pensa por você.

R. Buckminster Fuller.

Aos meus filhos,
Roger e Luan, pelas
horas de trabalho,
em que fiquei
ausente sem
acompanhar cada
detalhe de seus
desenvolvimentos;
e aos meus pais,
Raimundo e Carmen,
com gratidão.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. V. B. Rao pela valiosa orientação durante o desenvolvimento deste trabalho.

Ao meu esposo, Osmir Jorge Ribeiro Marques, pela cooperação, apoio e compreensão nas horas difíceis.

Aos membros da banca examinadora pela predisposição em analisar este trabalho, suas críticas e sugestões.

Aos amigos Marley Cavalcante de Lima, Angela Yuri Harada, Sílvio Nilo, José Aravequi, Dirceu Herdies, Regina Alvalá e todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao Dr. José Bonatti pelas sugestões.

Ao INPE, em particular ao DCM e ao CPTEC por fornecerem as condições necessárias durante o desenvolvimento deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho realizou-se uma climatologia do fenômeno bloqueio no HS, utilizando-se 14 anos de dados do ECMWF (1980-1993). Os resultados mostram quatro regiões preferidas para formação de bloqueios: região da Austrália e Nova Zelândia (Oceano Pacífico), Oceano Atlântico (10°W a 70°W), Oceano Índico (70°E a 120°E) e sudeste do Oceano Pacífico (80°W a 120°W). Esta última, é uma região que foi verificada neste estudo como região de formação de bloqueios. Encontrou-se as maiores frequências de bloqueios no inverno e menores no verão. Observou-se uma acentuada variação interanual de frequência de bloqueios, principalmente na região da Austrália e Nova Zelândia, encontrando-se as maiores frequências geralmente em anos de La Niña e menores em anos de El Niño. Discutiu-se as possíveis causas quanto a variação interanual e a predominância em anos de La Niña. A bifurcação climatológica do vento zonal sobre a região da Austrália e Nova Zelândia é mais forte e melhor definida em anos com maiores frequências de bloqueios. Observou-se as características de uma situação de bloqueio de longa duração através do estudo de caso, onde este se formou no sudeste do Oceano Pacífico. Os mecanismos físicos de manutenção são discutidos através do fluxo de Eliassen-Palm e de sua energética local. Os distúrbios transientes barotrópicos agem para acelerar o fluxo no jato polar e desacelerar na região do bloqueio e na bifurcação do jato de oeste, e assim, manter o bloqueio. A contribuição da interação de três escalas temporais é avaliada através da energética na região do bloqueio. A interação deste fenômeno (componente intrasazonal) com os distúrbios de alta frequência é relativamente importante, sendo mais relevante a interação do bloqueio com o fluxo sazonal. Visto que o bloqueio extrai energia cinética barotrópica do fluxo difluente sob a influência de um campo de deformação deste fenômeno. A instabilidade baroclínica redistribui esta energia na região do bloqueio.

ATMOSPHERIC BLOCKING IN THE SOUTHERN HEMISPHERE

ABSTRACT

Atmospheric blocking in the Southern Hemisphere is studied using 14 years (1980-1993) of daily data. Results confirmed the three regions of blocking in winter, viz Pacific Ocean near New Zealand, Indian and Atlantic Oceans. A new region of blocking is found in the Southeast Pacific Ocean. All the preferred regions of blocking show large interannual variations. The interannual variations are large in the New Zealand region. It is found during the La Niña years the blocking frequency in the New Zealand region is more than double of that in El Niño years. The possible causes for this behaviour are explored. It is found that the jet split over New Zealand region is better defined and stronger during the La Niña years than in El Niño years. It is known that the jet split is favorable for formation of blocking highs. This explains why blocking frequency is higher during the La Niña years than in El Niño years. A case study of a long lasting blocking event which occurred in the Southeast Pacific Ocean is performed. The physical mechanisms which maintain this blocking event are explored calculating Eliassen-Palm flux and its local energetics. Transient barotropic disturbances decelerate the jet in the blocking region favoring the split jet character. The contribution of different (time) scales are calculated in maintenance of the energetics of the blocking situation. The interaction of intra-seasonal component with the high frequency component is noted to be very relevant. The role of baroclinic instability is also important.

SUMÁRIO

	<u>Pág</u>
LISTAS DE FIGURAS	xv
LISTA DE SÍMBOLOS	xxiii
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1 - Definições do Fenômeno Bloqueio	7
2.2 - Bloqueio no Hemisfério Norte	17
2.3 - Bloqueio no Hemisfério Sul	25
2.4 - Mecanismos propostos para formação e manutenção do Fenômeno Bloqueio	30
CAPÍTULO 3 - DADOS E METODOLOGIA	37
3.1 - Dados	37
3.2 - Metodologia	39
3.2.1 - Filtros	41
3.2.2 - Instabilidade Barotrópica	43
3.2.3 - Fluxo de Eliassen Palm (E-P)	44
3.2.4 - Energia Cinética	51
CAPÍTULO 4 - CLIMATOLOGIA DO FENÔMENO BLOQUEIO	59
4.1 - Climatologia do Fenômeno Bloqueio	59
4.1.1 - Variação interanual de frequência de Bloqueio .	67

4.2 - Características da Atmosfera Relevantes ao Fenômeno Bloqueio	75
4.2.1 - Vento Zonal	75
4.2.2 - Desvio Padrão da Altura Geopotencial	81
4.3 - Discussão dos Resultados	91
CAPÍTULO 5 - UM ESTUDO DE CASO BLOQUEIO NO OCEANO PACÍFICO	93
5.1 - Um Estudo de Caso de Bloqueio no Oceano Pacífico	93
5.2 - Fluxo de Eliassen-Palm Local	117
5.3 - Energia Cinética Local	121
5.4 - Anomalia de Precipitação na Região do Bloqueio ..	134
5.5 - Discussão dos Resultados	136
CAPÍTULO 6 - SUMÁRIO E CONCLUSÕES	139
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	145

LISTA DE FIGURAS

Pág.

- 1.1 - Três tipos padrões de bloqueio no HS:
a) bloqueio do tipo dipólo, b) bloqueio do tipo ômega, c) bloqueio de um anticiclone de grande amplitude.
Fonte: Adaptada de Bluestein (1993), para o HS.
..... 2
- 3.1 - Função resposta dos filtros média móvel de: a) 7 e 3 dias, b) 61 e 7 dias, dadas em ciclos dia⁻¹.
..... 42
- 3.2 - Função resposta dos Filtros média móvel de: a) 91 e 7 dias, dadas em ciclos dia⁻¹.
..... 52
- 4.1 - Média do geopotencial de 500 hPa de todos os dias dos meses de agosto, no período de 1980 a 1993, no nível de 500 hPa, com o índice $I(\lambda)$ negativo em 180°W.
..... 60
- 4.2 - Variação longitudinal da frequência com bloqueios em 500 hPa, no período de 01/01/1980 a 31/12/1993.
..... 61
- 4.3 - Variação longitudinal da frequência de bloqueios em 500 hPa, para cada estação do ano, no período de 1980 a 1993:
a) Verão, b) Outono, c) Inverno, d) Primavera.
..... 63
- 4.4 - Variação longitudinal da frequência de bloqueios em 500 hPa, para cada mês do ano,

no período de 1980 a 1993.	64
4.5 - Variação mensal da frequência de bloqueios em 500 hPa, no período de 1980 a 1993: a) total, b) Oceano Pacífico, c) Oceano Atlântico, d) Oceano Índico	67
4.6 - Variação interanual de frequência de bloqueios em 500 hPa: a) total, b) Oceano Pacífico, c) Oceano Atlântico, d) Oceano Índico.	69
4.7 - Variação longitudinal de frequência de bloqueios em 500 hPa, para cada ano, no período de 1980 a 1993.	71
4.8 - Variação longitudinal de frequência de bloqueios em três anos de El Niño (1983/1987/1990) e três anos de La Niña (1984/1985/1989), em 500 hPa.	74
4.9 - Média de junho, julho e agosto do vento zonal em 500 hPa de 1982, em ms^{-1}	76
4.10 - Média de dezembro, janeiro e fevereiro do vento zonal em 500 hPa de 1980/1981 a 1992/1993, em ms^{-1}	77
4.11 - Média de junho, julho e agosto do vento zonal em 500 hPa, de 1980 a 1993, em ms^{-1}	78
4.12 - Média de junho, julho e agosto do vento zonal em 500 hPa: a) três anos de El Niño (1983/1987/1990), b) três anos de La Niña (1984/1985/1989), em ms^{-1}	79
4.13 - Média de junho, julho e agosto do vento	

	zonal em 500 hPa: a) 1985, b) 1990, em ms^{-1} .	80
4.14	- Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa ($\sigma(Z)$), de 1980 a 1993, em mgp.	82
4.15	- Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa ($\sigma(Z)$) de: a) três anos de El Niño (1983/1987/1990), b) três anos de La Niña (1984/1985/1989), em mgp.	83
4.16	- Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa ($\sigma(Z)$) de: a) 1985, b) 1990, em mgp.	85
4.17	- Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa ($\sigma(Z)$), filtrado (1 dia a 7 dias) de: a) três anos de El Niño (1983/1987/1990), b) três anos de La Niña (1984/1985/1989), em mgp.	86
4.18	- Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa ($\sigma(Z)$), filtrada (7 dias a 61 dias) de: a) três anos de El Niño (1983/1987/1990), b) três anos de La Niña (1984/1985/1989), em mgp.	88
4.19	- Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa ($\sigma(Z)$), filtrada (7 dia a 61 dias) de: a) 1985, B) 1990, em mgp.	

.....	90
5.1 - Média de altura geopotencial de 29/07 a 14/08/1986 dos níveis de: a) 1000 hPa, b) 500 hPa, em mgp.	94
.....	94
5.2 - Média do vento zonal em 500 hPa, de 29/07 a 14/08/1986, dada em ms^{-1} .	95
.....	95
5.3 - Secção latitude versus tempo (29/07 a 14/08/1986) da altura geopotencial, média de 75°W a 165°W , de: a) 1000 hPa, b) 500 hPa, em mgp.	96
.....	96
5.4 - Secção latitude versus tempo (29/07 a do vento zonal em 500 hPa, de 75°W a 165°W , em mgp.	98
.....	98
5.5 - Secção vertical versus latitude do vento zonal média sobre o período do bloqueio e de 75°W a 165°W , em ms^{-1} .	99
.....	99
5.6 - Média do vento zonal em 200 hPa, para junho, julho e agosto de 1986, em ms^{-1} .	100
.....	100
5.7 - Desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa ($\sigma(Z)$), para junho, julho e agosto de 1986, em mgp.	101
.....	101
5.8 - Desvio padrão do vento meridional ($\sigma(V)$), em 200 hPa, para junho, julho e agosto de 1986, em ms^{-1} .	102
.....	102
5.9 - Desvio padrão da altura geopotencial	

em 500 hPa, ($\sigma(Z)$), no período do bloqueio: a) total, b) números de ondas zonais acima de 4, c) ondas com escala de tempo de 3 a 7 dias, em mgp.	103
5.10 - Secção vertical versus latitude: a) $\sigma(V)$ b) $\sigma(U)$, de 29/07 a 14/08/1986, e de 75°W a 165°W, em ms^{-1}	105
5.11 - Perfis verticais de U (ms^{-1}), $\beta-U_{yy}$ ($10^{-11} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$) $\overline{u'v'}$ (m^2s^{-2}) em 300 hPa, média de 29/07 a 14/08/1986, e de 75°W a 165°W.	106
5.12 - Secção vertical versus latitude de $\overline{u'v'}$, média de 29/07 a 14/08/1986, e de 75°W a 165°W: a) total, b) números de ondas zonais acima de 4, em m^2s^{-2}	107
5.13 - Amplitude das ondas zonais para o período de 29/07 a 14/08/1986. Intervalo de contorno: a) 30 mgp para onda 1, b) 20 mgp para onda 2, c) 20 mgp para onda 3, d) 10 mgp para onda 4, e) 5 mgp para onda 5.	109
5.14 - Amplitude das ondas zonais para o mês de agosto de 1982. Intervalo de contorno: a) 20 mgp para onda 1, b) 10 mgp para para onda 2, c) 10 mgp para onda 3, d) 10 mgp para onda 4, e) 5 mgp para onda 5.	111
5.15 - Médias de $\overline{V'T'}$ em 850 hPa, no período	

do bloqueio: a) total, b) ondas zonais acima de 4, c) ondas com escala temporal entre 3 a 7 dias, em ms^{-1}K .	113
5.16 - Secção vertical versus latitude de $V'T'$, média no período do bloqueio, e de 75°W a 165°W : a) total, b) números de ondas zonais acima de 4, c) ondas com escala de tempo de 3 a 7 dias em ms^{-1}K .	115
5.17 - Componente barotrópica de Eu em 300 hPa, média no período do bloqueio, em m^2s^{-2} .	118
5.18 - Divergência em 300 hPa das componentes: a) barotrópica, b) baroclínica, c) total, média no período do bloqueio, em $\text{ms}^{-1}/\text{dia}$.	119
5.19 - Campo da altura geopotencial em 500 hPa do dia 05/08/1986: a) total (Z), b) componente sazonal (Z_0), c) componente intrasazonal (Z_1), d) componente de alta frequência (Z_2), em mgp .	122
5.20 - A temperatura média no tempo de vida do bloqueio: a) componente intrasazonal T_1 , b) componente de alta frequência T_2 , em K .	123
5.21 - Distribuição de energia cinética média, no tempo de vida do bloqueio para: a) componente intrasazonal K_1 , b) componente de alta frequência K_2 , em m^2s^{-2} .	125

5.22 - O termo $-\vec{V}_1.F_1$ (a soma dos cinco primeiros termos da equação 3.43), em m^2s^{-3} o contorno nulo é omitido.	127
5.23 - A soma dos quatro termos advectivos ($\vec{V}_1.A_{0,1}$, $\vec{V}_1.A_{1,1}$, $\vec{V}_1.A_{2,2}$, $\vec{V}_1.A_{1,2}$) lado direito da equação 3.43, em m^2s^{-3} . O contorno nulo é omitido.	128
5.24 - Termo $-\vec{V}_1.\nabla\Phi_1$, média no tempo de vida do bloqueio em m^2s^{-3} . O contorno nulo é omitido.	129
5.25 - Termos advectivos, separadamente: a) $\vec{V}_1.A_{0,1}$, b) $\vec{V}_1.A_{1,1}$, c) $\vec{V}_1.A_{2,2}$, d) $\vec{V}_1.A_{1,2}$. O contorno nulo é omitido.	130
5.26 - Distribuição espacial de energia cinética barotrópica ($\vec{E}_1.\vec{D}_0$). O contorno nulo é omitido.	133

LISTA DE SÍMBOLOS

- a_k^Z - Primeiro coeficiente da expansão em série de Fourier da grandeza Z , da onda k
- a - Raio médio da terra ($6,37 \times 10^6\text{m}$)
- A_k - Amplitude da onda k
- b_k^Z - Segundo coeficiente da expansão em série de Fourier da grandeza Z , da onda k
- c_p - Calor específico à pressão constante
- c_v - Calor específico à volume constante
- E-P - Fluxo de Eliassen-Palm
- Eu - Fluxo de Eliassen-Palm na direção x
- F - Freqüência
- f - Parâmetro de Coriolis (s^{-1})
- I - Índice zonal
- g - Aceleração da gravidade ($9,81 \text{ ms}^{-2}$)
- K - Energia cinética
- K' - Energia Cinética turbulenta
- k - Número de onda zonal
- K_1 - Energia Cinética da componente intrasazonal
- K_2 - Energia Cinética da componente de alta freqüência
- n_b - Número de bloqueios no período de interesse
- n_t - Número total dias no período de interesse
- P - Pressão (hPa)
- Q - Vorticidade Potencial de Ertel
- R - Constante do gás para o ar seco ($287 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$)
- S - Parâmetro de estabilidade estática
- T - Temperatura absoluta (K)
- T_1 - Temperatura da componente intrasazonal
- T_2 - Temperatura da componente de alta freqüência
- U - Componente do vento zonal (ms^{-1})

V - Componente do vento meridional (ms^{-1})
 Z - Altura Geopotencial (mgp)
 ϕ - Latitude
 Φ - Geopotencial
 Φ_z - Variação do Geopotencial na direção z
 $\sigma(Z)$ - Desvio Padrão da altura geopotencia
 $\sigma(U)$ - Desvio Padrão do vento zonal
 $\sigma(V)$ - Desvio Padrão do vento meridional
 ζ - Componente vertical da vorticidade relativa (s^{-1})
 λ - Longitude
 Ω - Velocidade angular da terra (radiano seg^{-1})
 $(\bar{\quad})$ - Média temporal
 $(\quad)'$ - Desvio com respeito a média temporal
 $[\quad]$ - Média zonal

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Nas latitudes médias, o escoamento da atmosfera se caracteriza por ser predominantemente zonal, com deslocamento para leste de frentes, ciclones e anticiclones. O fenômeno atmosférico designado por bloqueio interrompe essa progressão normal dos sistemas migratórios para leste devido à formação de um anticiclone quase-estacionário de grande amplitude.

Há três tipos mais comuns de padrões de bloqueio, que são:

- 1 - bloqueio do tipo dipólo, constituído de um anticiclone de grande amplitude acompanhado de um ciclone no lado equatorial;
- 2 - bloqueio do tipo ômega, que possui uma configuração orientada zonalmente, sendo constituído de um anticiclone entre dois ciclones, na forma de uma letra ômega no Hemisfério Norte (HN) e invertida, no Hemisfério Sul (HS);
- 3 - bloqueio formado de uma crista estacionária de grande amplitude.

Esses três tipos de bloqueios são ilustrados na Figura 1.1 e, as condições de tempo associadas são de tempo quente e seco.

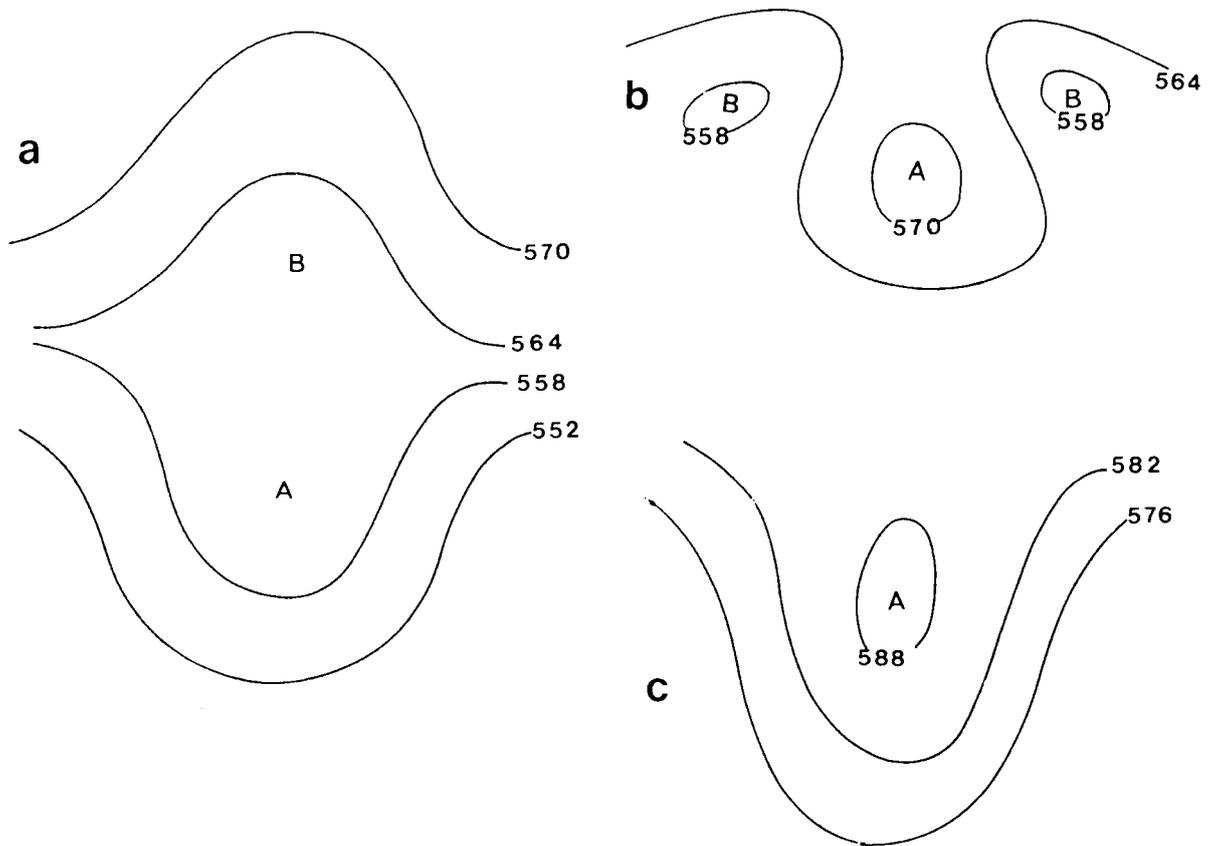


Fig 1.1 - Três tipos padrões de bloqueio no Hemisfério Sul: a) bloqueio do tipo dipólo, b) bloqueio do tipo ômega, c) bloqueio de um anticiclone de grande amplitude.

FONTE: Adaptada de Bluestein (1993), para o Hemisfério Sul.

O fenômeno bloqueio têm fascinado cientistas por várias décadas, não somente pelo interesse intrínseco, mas devido ao fato da situação de bloqueio produzir condições atmosféricas anômalas, tais como, secas na região do anticiclone e enchentes no lado polar e equatorial deste, por longo período de tempo e em grandes áreas (Knox e Hay, 1984; Noar, 1983). Estas condições anômalas de tempo podem causar grandes impactos à sociedade.

Em anos recentes, com a extensão da previsão numérica do tempo para médio prazo (período entre 5 e 10 dias) e longo prazo (períodos maiores do que 10 dias), a influência de fenômenos de baixa frequência tornou-se um

problema de grande importância prática. O bloqueio atmosférico tem um papel importante na variabilidade atmosférica de baixa frequência, frequência menor do que sinótica (períodos maiores do que uma semana). Assim, a compreensão dos mecanismos que originam e mantêm o bloqueio são de grande importância para o sucesso da previsão de curto, médio e longo prazos. Estudos observacionais, teóricos e de modelagem numérica, têm sido realizados para melhorar essas previsões.

Tibaldi e Molteni (1990) mostraram que o início do fenômeno bloqueio é difícil de ser previsto sem o conhecimento físico dos mecanismos que o originam. O problema no Hemisfério Sul é mais grave, pois há erros nas condições iniciais dos modelos numéricos, devido à falta de dados sobre grandes áreas deste hemisfério. Então faz-se necessário o conhecimento diagnóstico do início e da manutenção do bloqueio, antes de sua previsão por estes modelos.

Os objetivos deste trabalho são:

- 1 - documentar as variações mensais, sazonais e interanuais do fenômeno bloqueio;
- 2 - ressaltar as variações interanuais em anos de El Niño e La Niña, e discutir as possíveis causas dessas variações;
- 3 - estudar detalhadamente um evento de bloqueio, para análise dos mecanismos associados ao seu início e sua manutenção.

Inicialmente, para localizar situações de bloqueios no Hemisfério Sul, fez-se uma climatologia de 14

anos (1980-1993), um trabalho pioneiro considerando o tempo de registro de dados meteorológicos, utilizando-se a altura geopotencial em 500 hPa, obtida do European Center for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF). A metodologia adotada para localizar o fenômeno bloqueio foi apresentada em Lejenäs e Okland (1983) e Lejenäs (1984).

O pré-requisito para a seleção de uma situação de bloqueio visando o estudo dinâmico deste fenômeno, foi a localização geográfica, a duração, as características e a extensão longitudinal. O caso de bloqueio selecionado ocorreu durante o inverno de 1986, no Oceano Pacífico, próximo à costa oeste da América do Sul, no período de 29 de julho a 14 de agosto. Ressalta-se a importância deste caso, devido a duração de 17 dias, o que não é muito comum tratando-se deste fenômeno no Hemisfério Sul e, à localização geográfica, visto que não há registro na literatura de estudos de bloqueio nesta região. Então, objetiva-se estudar o início, o desenvolvimento e o decaimento desta situação de bloqueio, propõe-se:

- 1 - ressaltar as características das variáveis meteorológicas, associadas ao episódio do bloqueio, tais como, altura geopotencial e vento zonal;

- 2 - averiguar a influência dos distúrbios transientes de alta frequência (períodos menores do que 7 dias) no fluxo zonal, média no tempo, na região do bloqueio, usando o fluxo de Eliassen-Palm como uma ferramenta diagnóstica;

- 3 - fazer a análise do papel das interações entre escalas temporais (sazonal, intrasazonal e alta-frequência) na geração e manutenção desta situação de bloqueio, através de sua energética local;

4 - quantificar os processos barotrópicos, no contexto da energética local do bloqueio, no leste do Oceano Pacífico.

No Capítulo 2, apresenta-se a revisão bibliográfica, com as principais definições e características do fenômeno bloqueio nos dois hemisférios. Os principais mecanismos propostos para a formação e a manutenção deste fenômeno foram abordados.

A metodologia utilizada para localizar situações de bloqueios e os métodos usados para analisar a sua interação com distúrbios de alta frequência e com o fluxo zonal, são descritos no Capítulo 3. Os conjuntos de dados, também estão apresentados neste capítulo.

A climatologia da frequência de bloqueio e as regiões preferidas para a ação deste são mostradas no Capítulo 4. As variações interanuais na frequência deste fenômeno, em anos de El Niño e La Niña, e uma discussão das possíveis causas, foram abordadas.

No Capítulo 5, apresenta-se um estudo de caso de bloqueio para análise dos mecanismos que o originam e o mantém.

As Conclusões e as propostas para trabalhos futuros foram expostas no Capítulo 6.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O pioneiro em observar o desenvolvimento do anticiclone quase-estacionário de grande amplitude, foi Garriot (1904). Os primeiros trabalhos conhecidos na literatura sobre bloqueio, surgiram nas décadas de 40 e 50, como por exemplo, Elliot e Smith (1949), Rex (1950a, 1950b; 1951), Brezowsky et al. (1951), Sanders (1953) e Sunner (1954). Uma extensa revisão sobre o fenômeno bloqueio é encontrada em Saltzman (1986). A grande maioria dos estudos sobre bloqueio são referentes ao fenômeno formado no HN. Para o HS, o número de estudos sobre este tópico é bastante reduzido, devido a falta de informações em grandes áreas e por períodos consideráveis. Assim, faz-se uma revisão bibliográfica sobre o fenômeno bloqueio, ressaltando suas principais definições e características nos dois hemisférios. Os principais mecanismos propostos para a formação e a manutenção deste fenômeno também são expostos.

2.1 - DEFINIÇÕES DO FENÔMENO BLOQUEIO

Até hoje, não há uma definição rigorosa, aceita e aplicada universalmente do que seja bloqueio. Isso constitui a maior dificuldade que confronta pesquisadores e torna inviável a comparação de resultados científicos. As definições mais usadas, segundo Liu (1994), seguem critérios subjetivos estabelecidos por Rex (1950 b) e critérios objetivos definidos por Dole (1978). Vários pesquisadores sugeriram critérios de identificação baseados

em um desses dois autores citados, tentando aperfeiçoá-los, buscando estabelecer um critério único, objetivo. Dentre estes pode-se citar White e Clark (1975), Hartmann e Ghan (1980), Dole e Gordon (1983), Dehai e Liren (1991), entre outros.

Elliot e Smith (1949) usaram o termo "blocking action" e o definiram como um estado da circulação atmosférica no qual o escoamento zonal normal é interrompido, em um ou vários setores, por um forte e persistente escoamento do tipo meridional. Para eles, um bloqueio é identificado quando uma banda de 15° de longitude, centrada em torno de 55°N a 60°N , experimenta um desvio de 20 hPa ou mais, no mínimo durante três dias consecutivos, no Hemisfério Norte.

Segundo Rex (1950b), uma situação de bloqueio no HN deve ter as seguintes características:

(r1) a corrente zonal básica de oeste deve dividir-se em dois ramos;

(r2) cada corrente deve transportar uma quantidade significativa de massa;

(r3) o sistema de duplo jato deve estender-se, no mínimo, sobre 45° de longitude;

(r4) deve ser observado uma transição do escoamento zonal para o escoamento meridional na região de bifurcação;

(r5) as características r1, r2, r3 e r4 precisam permanecer, com considerável continuidade, no mínimo por 10 dias.

Um bloqueio é dito iniciar-se quando o requisito (r1) ocorrer e, o fenômeno está em dissipação, quando a característica (r1), (r2), (r3) ou (r4) não estiver mais sendo satisfeita.

White e Clark (1975) acrescentaram às definições de Rex (1950 b) que, em caso de bloqueio, a posição do anticiclone seria ao norte de 35°N e que sua amplitude seria igual ou superior a 5° de latitude.

Hartman e Ghan (1980) chamaram de anticiclone de bloqueio aos centros de alta pressão localizados no nível de 500 hPa nas médias latitudes, com amplitude igual ou superior a 375 m e com duração mínima de 6 dias.

Os critérios adotados por Treidl et al. (1981) para definir uma alta de bloqueio foram os seguintes:

(t1) isopletas fechadas, tanto na carta de superfície de pressão constante, quanto na carta de altura geopotencial em 500 hPa, dividindo o jato em dois ramos;

(t2) o cinturão de latitudes onde ocorre o anticiclone de bloqueio localiza-se ao norte de 30°N;

(t3) a duração para este padrão é, no mínimo, de 5 dias.

Charney et al. (1981) adotaram o método sugerido por Dole (1978) para identificar situações de bloqueio, considerando 15 anos de altura geopotencial em 500 hPa (1963-1977). Utilizaram apenas os três meses de inverno no Hemisfério Norte (DJF). Consideraram como evento de bloqueio, a anomalia positiva com amplitude igual ou superior a 200 mgp, persistente por 7 dias ou mais.

Dole e Gordon (1983) definiram anomalia persistente como uma anomalia que se mantém por um tempo T e atinge a magnitude M . Definiram que há anomalia positiva (negativa) se a anomalia permanece igual ou maior (menor) do que M para pelo menos T dias. O número das anomalias persistentes foi determinado com os seguintes valores do critério de seleção.

$M=+0$ m, +50 m, ...+250 m; e
 $T=5$ dias, 10 dias, ...25 dias;

Encontraram que bloqueios típicos de latitudes médias são do tipo dipólo, possuindo uma anomalia positiva (alta) em torno de 60°N e uma anomalia negativa (baixa) em torno de 40°N .

As situações de bloqueio foram definidas por Casarin (1982) pelas seguintes características:

- (c1) o escoamento de oeste divide-se em dois ramos;
- (c2) as posições inicial e final do bloqueio são aquelas longitudes onde o módulo da vorticidade é máxima;

(c3) o deslocamento total do bloqueio deve ser menor ou igual a 25° de longitude durante o período total do evento;

(c4) a situação de bloqueio deve se manter no mínimo por seis dias consecutivos;

(c5) a data inicial de cada situação de bloqueio é determinada pelo aparecimento da condição expressa no item c1. A data final será determinada pelo desaparecimento de uma ou mais condições expressas nos itens c1, c3 ou c4 destas definições.

Shukla e Mo (1983) definiram um limiar para localizar anomalia positiva para cada estação do ano. Usando 15 anos de dados de altura geopotencial em 500 hPa para o Hemisfério Norte, consideraram anomalia positiva com amplitude superior a 200 mgp para o inverno; maior do que 150 mgp no outono e primavera, e maior do que 100 mgp no verão, persistente por 7 dias ou mais.

Lejenäs e Okland (1983), Okland e Lejenäs (1987) e Lejenäs e Madden (1992), baseados nos resultados de Treidl *et al.* (1981) e Austin (1980) e, ainda, usando o índice zonal de Namias e Clapp (1951), definiram o seguinte índice de longitude, com o objetivo de identificarem a presença de situações de bloqueio:

$$I(\lambda) = Z_{40^{\circ}\text{N}}(\lambda) - Z_{60^{\circ}\text{N}}(\lambda) \quad (2.1)$$

onde I é o índice na longitude λ e Z é o geopotencial em 500 hPa nas respectivas latitudes. $I(\lambda)$ foi computado para cada 10° de longitude. Esse índice pode ser mostrado no

diagrama (λ, t) de Hovmöller (Hovmöller, 1949), com longitude no eixo x e tempo no eixo y. No diagrama Hovmöller, regiões onde o índice $I(\lambda)$ é menor do que zero especifica áreas onde o evento bloqueio poderia existir (Lejenäs e Okland, 1983). Para incluir somente os eventos que possuem uma escala espacial similar à definição usada por Rex (1950b), Lejenäs e Okland (1983), incluíram a seguinte condição:

$$(I(\lambda-10^\circ)+I(\lambda)+I(\lambda+10^\circ))/3 < 0. \quad (2.2)$$

Segundo Lejenäs e Okland (1983), essa restrição garante uma situação de bloqueio, no mínimo, por 30° de longitude. Pode-se observar, também, que os eventos de bloqueio que satisfazem esta condição tendem a persistir por vários dias.

A definição adotada por Tibaldi e Molteni (1990) e Tibaldi et al. (1994) é essencialmente derivada do trabalho de Lejenäs e Okland (1983). Utilizando o campo de altura geopotencial em 500 hPa, foram calculados os gradientes de altura geopotencial, GHGS e GHGN, para cada ponto de grade de longitude. Os gradientes são definidos por:

$$GHGS = (Z(\phi_0) - Z(\phi_s)) / (\phi_0 - \phi_s) \quad (2.3)$$

$$GHGN = (Z(\phi_N) - Z(\phi_0)) / (\phi_N - \phi_0) \quad (2.4)$$

onde:

$$\phi_N = 80^\circ N + \Delta$$

$$\phi_0 = 60^\circ N + \Delta$$

$$\phi_s = 40^\circ N + \Delta$$

$$\Delta = -4^\circ, 0^\circ \text{ ou } 4^\circ \text{ (Tibaldi e Molteni, 1990);}$$

$\Delta = -3,75^\circ, 0^\circ$ ou $3,75^\circ$ (Tibaldi et al., 1994).

Tibaldi e Molteni (1990) e Tibaldi et al. (1994) consideraram haver bloqueio, em uma dada longitude e em um específico período de tempo, se as seguintes condições forem satisfeitas em, pelo menos, um valor de Δ : $\text{GHGS} > 0$ e $\text{GHGN} < -10 \text{ m}/^\circ \text{ lat}$.

As definições para o anticiclone de bloqueio formuladas por Lupo e Smith (1995) constituem critérios combinados de Rex (1950 b) e de Lejenäs e Okland (1983). O grupo de critérios obtidos foi útil, não somente para identificar eventos de bloqueio, mas também para separá-los quando ocorrem espacialmente próximos um do outro, visto que os eventos de bloqueios podem ser agrupados em tempo e em espaço (Illari, 1984). A definição de Lupo e Smith facilitou, também, a identificação do ciclone de superfície precedente, a pressão em seu centro, a razão de aprofundamento e as características da corrente de jato. Esses critérios são:

(s1) os critérios de Rex (1950a) devem ser satisfeitos, com exceção dos critérios (r3) e (r5), a duração mínima deve ser de 5 dias, e a região do anticiclone deve se estender por 30° de longitude;

(s2) um índice (Lejenäs e Okland, 1983) negativo ou positivo de pequeno valor deve estar presente no diagrama de Hovmöller;

(s3) os critérios (s1) e (s2) devem satisfazer de 24 hs antes do início até 24 hs depois do término;

(s4) o anticiclone deve estar ao norte de 35°N e ter uma amplitude de, pelo menos, 5° de latitude;

(s5) o início é dito ocorrer quando o critério (s4), (s1) ou (s2) for satisfeito;

(s6) o término é definido quando os critérios (s4), (s1) e (s2) não forem satisfeitos por, no mínimo, 24 horas.

Vale lembrar que todas as definições citadas até então foram aplicadas para o Hemisfério Norte. No Hemisfério Sul, estudos sobre o fenômeno bloqueio têm sido dificultados pela deficiente cobertura de observações sobre grandes áreas. Mesmo não dispondo de informações sobre todo o Hemisfério Sul, Van Loon (1956) e Wright (1974) estudaram a ação de bloqueios em regiões limitadas, onde havia dados disponíveis.

A principal distinção entre a definição usada por Rex (1950 b) para o Hemisfério Norte e as definições usadas por Van Loon (1956) e Wright (1974) para o Hemisfério Sul, reside no número mínimo de dias para classificar uma situação atmosférica como sendo de bloqueio. Rex adotou dez dias, enquanto Van Loon e Wright adotaram seis dias. A duração média das situações de bloqueio no HS é esperada ser menor que a do HN, como resultado da existência de um índice zonal consideravelmente maior para o HS (Van Loon, 1956). Outra diferença quanto ao anticiclone de bloqueio nos dois hemisférios é a sua localização latitudinal. No HS, as situações de bloqueio foram encontradas em latitudes menores do que as encontradas para o HN (Van Loon, 1956; Taljaard, 1972; Wright, 1974).

Lejenäs (1984) adotou para o Hemisfério Sul o mesmo índice definido por Lejenäs e Okland (1983). Tendo em vista os trabalhos de Van Loon (1956), de Taljaard (1972), de Wright (1974), de Coughlan (1983) e de Trenberth e Swanson (1983) quanto à localização do anticiclone, Lejenäs (1984) definiu o índice $I(\lambda)$, como a diferença entre 35°S e 50°S, tal que:

$$I(\lambda) = Z_{35^{\circ}\text{S}}(\lambda) - Z_{50^{\circ}\text{S}}(\lambda) \quad (2.5)$$

e $I(\lambda)$ foi computado para cada 10° de longitude. Neste caso, uma situação de bloqueio deve satisfazer às seguintes condições (Lejenäs, 1984).

$$I(\lambda) < 0 \quad (2.6)$$

$$\{I(\lambda - 10^{\circ}) + I(\lambda) + I(\lambda + 10^{\circ})\} / 3 < 0 \quad (2.7)$$

A condição (2.7) garante uma situação de bloqueio por, no mínimo, 30° de longitude, com duração de vários dias (Lejenäs e Okland, 1983).

Trenberth e Swanson (1983) e Mo (1983) adotaram a definição de Dole e Gordon (1983) e descreveram alguns aspectos de anomalias persistentes e de bloqueios no Hemisfério Sul.

A definição usada por Tibaldi et al. (1994), para identificar bloqueios no HS e comparar com situações simuladas no modelo do ECMWF, foi a mesma para o Hemisfério Norte, porém, considerando as devidas diferenças do fenômeno entre os dois hemisférios.

Os gradientes, GHGN e GHGS, nas médias e altas latitudes, respectivamente, são avaliados para cada ponto de grade longitudinal, por:

$$\text{GHGS} = [Z(\phi_S) - Z(\phi_0)] / (\phi_S - \phi_0) \quad (2.8)$$

$$\text{GHGN} = [Z(\phi_0) - Z(\phi_N)] / (\phi_0 - \phi_N) \quad (2.9)$$

onde:

$$\phi_N = 35^\circ\text{S} + \Delta$$

$$\phi_0 = 50^\circ\text{S} + \Delta$$

$$\phi_S = 65^\circ\text{S} + \Delta$$

$$\Delta = -3,75^\circ, 0^\circ, 3,75^\circ$$

Em uma situação de bloqueio, as seguintes condições devem ser satisfeitas:

$$\text{GHGN} > 0 \quad (2.10)$$

$$\text{GHGS} < -10 \text{ m}/(^{\circ}\text{lat}) \quad (2.11)$$

A condição (2.11) assegura que não se considera situação de bloqueio quando o ciclone (baixa despreendida) é anormalmente deslocado para o sul (Tibaldi et al., 1994).

Sinclair (1996), identificou objetivamente os bloqueio atmosférico, como sendo altas persistentes de pressão no nível médio do mar, com centro excedendo 20 hPa e anomalias persistentes positivas em 1000 hPa, média no tempo, a qual persiste por 5 dias ou mais.

Ressalta-se que os vários métodos objetivos e subjetivos utilizados para identificar bloqueios

atmosféricos, e a inexistência de uma definição universal do seja este fenômeno, é uma consequência natural do fato da existência de diferentes mecanismos físicos que dão origem e o mantém, como vai ser abordado nos próximos itens.

2.2 - BLOQUEIO NO HEMISFÉRIO NORTE

Rex (1950 b), fez o primeiro estudo climatológico de situações de bloqueios para o Hemisfério Norte (1933-1949). Os critérios para estabelecer uma situação de bloqueio, usando mapas meteorológicos de superfície e de ar superior (500 hPa e 700 hPa), foram citados no item anterior. Foi publicado um catálogo com os 112 casos de bloqueios, sendo 82 sobre o Oceano Atlântico e 30 sobre o Oceano Pacífico. As regiões preferidas para ações de bloqueios estão centradas entre 5°W e 15°W (Oceano Atlântico) e entre 145°W e 155°W (Oceano Pacífico). A variação anual na frequência de bloqueio foi significativa, apresentando um máximo em abril e um mínimo em setembro. Rex (1950 b) observou, também, que a duração dos bloqueios mostrou uma distribuição não-normal, com média de 14 dias.

Sunner (1954) analisou o setor europeu do Atlântico no período de 1949-1952 e concluiu que existe uma região de ocorrência máxima de bloqueios, localizada à oeste do meridiano de Greenwich. Para White e Clark (1975), que usaram dados atmosféricos de altura geopotencial de 500 hPa, médias mensais (1950-1970), a maior frequência de bloqueios foi observada na longitude de 170°W (centro do Oceano Pacífico Norte).

Treidl et al. (1981) identificaram altas de bloqueios em cartas diárias de superfície em 500 hPa, no

período de 1945 a 1977. Mais de 23.000 cartas foram inspecionadas por analistas, que encontraram 664 casos de altas de bloqueios nesse período. Os bloqueios foram identificados subjetivamente e catalogados. A análise desse conjunto de dados não somente confirmou os resultados encontrados por Rex (1950b), Sunner (1954) e outros, mas também proporcionou algumas características adicionais dos anticiclones de bloqueios. Por exemplo, a faixa principal para iniciar os bloqueios foi de 40°W a 50°E, e a zona secundária foi entre 120°W a 170°W. As variações sazonais desse fenômeno foram sistemáticas. Durante o inverno (janeiro a março), estação esta definida por Treidl et al. (1981), sua região de origem é a oeste das duas zonas principais de origem de bloqueios que, também ocorre no verão (julho a setembro), enquanto que, um desvio para leste ocorre no outono (outubro a dezembro) e primavera (abril a junho). A distribuição anual dos 664 casos de bloqueios foi a seguinte: 205 casos de bloqueios iniciaram na primavera, 173 iniciaram no inverno, 147 no verão e 139 tiveram seu início no outono. O principal cinturão latitudinal, onde foi observado o início dos bloqueios foi de 56°N a 60°N. No outono foi observado um pequeno desvio para o sul deste cinturão de latitude (54°N-56°N). Treidl et al. (1981) observaram, também, que os bloqueios originários de latitudes mais ao norte, tenderam a dispersar e retroceder (movimento para oeste) mais do que os bloqueios que se originaram ao sul de 55°N.

Lejenäs e Okland (1983), utilizando 30 anos de dados diários de altura geopotencial de 500 hPa (1950-1979) e um método objetivo para localizar bloqueio através de um índice zonal, encontraram variações sazonais e longitudinais. Eles localizaram duas regiões preferidas para ocorrência de bloqueios que são, o nordeste do Oceano

Atlântico e o nordeste do Oceano Pacífico, com o máximo a leste do Meridiano de Greenwich (Oceano Atlântico) nos meses de fevereiro a abril. Na região do Oceano Pacífico, o número das situações de bloqueio varia consideravelmente durante o inverno, com máximo de 17% de frequência em janeiro.

Há vários estudos climatológicos que evidenciaram situações simultâneas de bloqueio nos Oceanos Atlântico e Pacífico (Treidl *et al.*, 1981; Lejenäs e Okland, 1983; Tung e Lindzen, 1979). A hipótese de conexão entre essas regiões, e também à possibilidade de ocorrência de bloqueio numa região ser o gatilho para a origem de bloqueio na outra região, não foi confirmada. Quanto à recorrência de bloqueios, as anomalias de TSM, segundo Mullen (1989), podem favorecer o início da recorrência de um bloqueio em uma particular região geográfica. Este resultado foi obtido através de um modelo de circulação geral de baixa resolução, mas estas anomalias não parecem afetar a persistência de um bloqueio individual, um vez iniciado, ou os processos dinâmicos importantes para manutenção deste fenômeno.

Os estudos que identificaram bloqueio atmosférico como uma grande anomalia positiva persistente, seguiram as definições de Dole (1978, 1982), como por exemplo, Charney *et al.* (1981), Shukla e Mo (1983), Dole e Gordon (1983), Knox e Hay (1984, 1985), entre outros. Dole (1978) identificou episódios de bloqueios como grandes anomalias positivas persistentes do campo climatológico de geopotencial em 500 hPa. Para Charney *et al.* (1981), há duas regiões preferidas para a ação dos bloqueios, que são de 180°W a 130°W e de 55°W a 0°W, concordando com os resultados obtidos por outros autores. Knox e Hay (1984),

Dole e Gordon (1983), Shukla e Mo (1983) e Lupo e Smith (1995), adotaram a mesma definição de Dole (1978, 1982), e encontraram três áreas distintas de máxima atividade de bloqueios: no Oceano Pacífico à oeste das montanhas Rochosas, no Oceano Atlântico à oeste dos Alpes e, nas montanhas da Escandinava e sobre o continente, à oeste dos montes Ural. Vale ressaltar que, para relacionar anomalias positivas de altura geopotencial à situações de bloqueio, é importante tanto a amplitude como também a localização latitudinal destas anomalias, pois, segundo Liu (1994), a anomalia positiva de altura geopotencial em aproximadamente 45° de latitude representa uma extensão do anticiclone subtropical.

Liu (1994) ressaltou que a ocorrência de uma anomalia positiva persistente não significa necessariamente a existência de uma alta de bloqueio. Por exemplo: se a intensidade da baixa das Aleutas é muito fraca comparada à normal climatológica, deve-se obter uma grande anomalia positiva, e ocorrendo uma crista sazonal mais fraca que uma situação normalmente observada, obtém-se uma grande anomalia negativa (Charney *et al.*, 1981; Shukla e Mo, 1983). Assim, a ocorrência de uma anomalia positiva sobre a baixa das Aleutas e uma anomalia negativa na costa oeste da América do Norte, pode estar melhor associada ao fluxo zonal mais forte do que com uma configuração de bloqueio.

White e Clark (1975) e Geisler (1977) relacionaram as atividades dos bloqueios com a transferência de calor sensível. Segundo eles, a atividade do fenômeno bloqueio é devida aos processos de instabilidade baroclínica, que são modificados pela transferência de calor sensível entre o oceano e a atmosfera. Na ausência de troca de calor sensível, as ondas

estacionárias não podem ser instáveis e, assim, não podem crescer. Sim, porque se há aquecimento por baixo, a estabilidade estática decresce e a taxa de crescimento dos modos baroclínicos instáveis deve aumentar. A razão das reduções dos anticiclones de bloqueio durante o verão e primavera é devida à troca líquida de calor sensível sobre o Pacífico Norte nas latitudes médias, ser quase desprezível. Observaram, também, que as atividades de bloqueios são mais intensas no inverno e no outono, nos anos em que os ventos de oeste são mais fracos, nas médias latitudes. O regime de ventos zonais intensos é tão persistente quanto o bloqueio, entretanto, são anomalias de sinais opostos (Liu, 1994).

As altas de bloqueios são caracterizadas por uma região de ar quente e com pressão maior do que a circunjacente, a qual se estende da superfície até a baixa estratosfera. No seu interior os ventos são geralmente amenos e a tropopausa é mais alta do que sua posição média. O centro de alta pressão é, geralmente, acompanhado por uma região de baixa pressão, ou dois centros de baixa pressão, como no caso de bloqueio do tipo ômega, com propriedades opostas. Este padrão de bloqueio é embebido em um campo de fluxo difluente que tende a flutuar em amplitude e em fase (longitude) com a passagem dos sistemas de tempo transientes. De acordo com Palmer (1987), um aspecto dinâmico significante do campo do fluxo bloqueado é a inversão do gradiente de vorticidade potencial (do gradiente normal em direção ao pólo), como é claramente mostrada pelas análises isentrópicas da vorticidade potencial de Ertel, definida por $Q = \rho^{-1}(\xi + f)$ (Hoskins et al., 1985; Shutts, 1986). A vorticidade potencial dentro do anticiclone de bloqueio é menor do que a do ambiente, entretanto, é maior do que na região da baixa despreendida,

localizada ao sul do anticiclone. O gradiente de temperatura médio meridional é reduzido ou inverte na zona bloqueada (Rex, 1950b)

Shutts (1983) tem argumentado que a forçante padrão de bloqueio do tipo dipólo é uma consequência natural da compressão leste-oeste dos sistemas sinóticos, quando são propagados em direção à divisão do jato. A deformação dos distúrbios transientes pela divisão do jato está associada com um aumento de cascata de enstrofia (definida como a metade da vorticidade ao quadrado) e o gradiente da vorticidade potencial quase-geostrófica em direção ao sul. Isso é atingido sinoticamente através do grande deslocamento meridional das parcelas de ar para o norte, dentro da alta de bloqueio pelos sistemas sinóticos. Essa análise concorda com os comentários observacionais de Mahlman (1979), que descreve o transporte de ar em direção ao norte dentro do vento de oeste em uma simulação numérica de bloqueio. Para Austin (1980), a divisão dos ventos de oeste pelo anticiclone de bloqueio é, inicialmente, devido a interação entre ondas planetárias estacionárias de grandes amplitudes sem mudança de fase dessas ondas. O anticiclone de bloqueio, uma vez formado por ondas baroclínicas em movimento, uma ressonância parece provável no número de onda 4. Em uma situação de bloqueio, a velocidade do vento zonal decresce, e pode mudar de sinal e passar a ser de leste. O fato de o vento zonal vir a ser de leste, implica que o transporte de "momentum" de oeste é para fora da região do bloqueio. Isso pode estar associado com a formação de duas zonas baroclínicas em diferentes latitudes (isto é, a divisão da corrente de jato) (Austin, 1980).

As situações de bloqueio causam mudanças de tempo em grandes áreas, como observado em vários invernos

no Hemisfério Norte. Por exemplo, o inverno de 1983/84 foi o sexto mais frio na América do Norte, em contraste ao inverno de 1982/83 (inverno em que houve o El Niño, mais intenso deste século), o qual foi o quinto mais quente (Quiroz, 1983). Quiroz (1984) mostrou que o frio do início do inverno de 1983/84 foi devido a ocorrência de uma forte e persistente situação de bloqueio à oeste da América do Norte, por outro lado o mês de fevereiro desse mesmo inverno foi quente, comparado ao mês de janeiro, tendo havido situações de bloqueio no Oceano Atlântico europeu, e uma virtual ausência de bloqueios na América do Norte. Esta situação de inverno que ocorreu em 1982/83, foi também observada nos invernos de 1976/77 e de 1962/63. Segundo Tung e Lindzen (1979), ambos podem ser atribuídos as mesmas causas, isto é, à uma alta ou à uma crista de bloqueio localizada à leste do Oceano Pacífico. Um outro exemplo, foi o que ocorreu no verão de 1986 na Europa. O vento de oeste permaneceu bloqueado sobre o norte Europeu por quase três meses (junho, julho e agosto) e a circulação anticiclônica resultante originou condições de tempo quente e seco. Este período é lembrado como a "seca de 1986 da Europa" devido a este grande impacto que sofreu a população desta região (Illari, 1984).

Nos trópicos, em DJF de 1982/83, foi observado o maior evento de El Niño, caracterizado pelo aumento da temperatura da superfície do mar no centro e leste do Oceano Pacífico Equatorial, e um registro de valores baixos do Índice de Oscilação Sul (IOS) (Quiroz, 1983). Para o inverno de 1983/84 o IOS tinha atingido valores baixos positivos. Ele observou uma relativa ausência de situações de bloqueios na América do Norte, durante o inverno de 1982/83, contrastando com abundância de atividade de bloqueios durante o inverno seguinte (1983/84). Quiroz sugeriu a possibilidade de haver uma

relação entre o fenômeno bloqueio e a Oscilação Sul, e assim, a necessidade de averiguar a influência de bloqueios e eventos de El Niño em escala de tempo de anomalia climática.

Há um grande abismo entre meteorologistas sinóticos e autores empenhados em construir modelos espectrais da atmosfera. Os primeiros consideram o bloqueio como um fenômeno isolado espacialmente. Para os últimos, o termo bloqueio é usado em modelos espectrais para descrever alguma onda longa estacionária de grande amplitude e, portanto, visto como um fenômeno de escala global.

Estudos de cartas (como por exemplo, Rex, 1950b; Davies, 1978; Treidl et al., 1981) sugerem que anticiclones de bloqueios de curta duração (aproximadamente uma semana) são fenômenos localizados e não são bem representados por um simples número de onda. Entretanto, em casos severos, como em janeiro de 1963, quando a circulação de toda a estratosfera foi dramaticamente afetada, o fluxo troposférico foi bem representado pela onda 2. Assim, ambas as descrições parecem válidas, mas precisam de investigações adicionais.

Os anticiclones de bloqueio no HN localizam-se entre 55°N a 60°N em duas regiões preferidas, os Oceanos Pacífico e Atlântico, com predominância no Oceano Atlântico. Este fenômeno se forma preferencialmente nas estações do inverno e primavera e possuem acentuada variação interanual e interdecadal (Lejenäs, 1995).

2.3 - BLOQUEIO NO HEMISFÉRIO SUL

Van Loon (1956) foi o pioneiro em pesquisar situações de bloqueio no Hemisfério Sul. Ele estudou a ação de bloqueios em regiões limitadas, onde havia dados disponíveis, no período de 1950 a 1955 (a área não incluída foi de 85°W a 150°W). Usando métodos similares aos de Rex (1950a), mas somente cartas de superfície, Van Loon identificou três regiões predominantes para ação de bloqueios: no sudoeste do Oceano Pacífico, no leste da Austrália (150°E a 160°W); na região a sudoeste do Oceano Atlântico (45°W a 85°W) e à sudoeste do Oceano Índico (15°E a 55°E). Observou um máximo em ocorrência de bloqueios, no final do inverno e no início da primavera, e um máximo secundário no outono. A possibilidade de bloqueios múltiplos (bloqueios triplos) foi também observada. Notou, ainda, que a ocorrência de bloqueios, com origem na região do Oceano Pacífico, era seguida por ocorrências de bloqueios nas regiões do Oceano Atlântico e do Oceano Índico, mas nenhuma teoria foi desenvolvida quanto esta formação de bloqueios múltiplos.

Um estudo detalhado de situações de bloqueios na região da Austrália foi desenvolvido por Wright (1974) que usou, como base de dados, seis anos de cartas ao nível do mar e análises de 500 hPa, para o período de 1966 a 1971. Wright encontrou máximas ocorrências deste fenômeno no mar da Tasmânia, nos períodos de verão e de inverno e mínimas ocorrências no período de maio a julho, no setor do Pacífico Oeste. Também examinou a relação espacial entre o anticiclone de bloqueio e a baixa despreendida que o acompanha, localizada em latitudes mais baixas, através de uma técnica de mapeamento de ciclones e de anticiclones. Os diagramas revelam que valores mais

altos de ciclogênese, associada à ação de bloqueio, ocorre no leste do Oceano Índico e que os bloqueios que ocorrem nesse local estão em latitudes mais ao norte no Hemisfério Sul. Todos os padrões indicaram a trajetória do ciclone nesta região ser para sudoeste, fato melhor observado nos setores do Mar da Austrália e na Tasmânia, o que dá ênfase ao forte elo entre a baixa despreendida e a ação de bloqueio nesta área (Taljaard, 1972). Uma outra característica significativa destes diagramas é que, em média, a alta de bloqueio está localizada em torno de 45°S , estando ligeiramente mais ao norte desta latitude no leste do Oceano Índico e ligeiramente mais ao sul no setor oeste do Oceano Pacífico.

Os resultados de estudos climatológicos de ação de bloqueios no Hemisfério Sul apontaram predominância em sua formação em três regiões: Oceano Pacífico (região da Austrália e Nova Zelândia), Oceano Atlântico (sudeste da América do Sul) e Oceano Índico (sudeste da África) (Van Loon, 1956; Trenberth e Swanson, 1983; Mo, 1983; e Lejenäs, 1984). Estes trabalhos mostram variações sazonais e latitudinais e uma comparação entre seus resultados é feita por Lejenäs (1984). Entretanto, os bloqueios mais intensos e persistentes foram encontrados em duas regiões no Oceano Pacífico: sudeste da Nova Zelândia e próximo à costa oeste da América do Sul (em torno de 110°W) (Sinclair, 1996).

Mo (1983) e Trenberth e Swanson (1983), usando o método introduzido por Dole (1982), verificaram que as grandes anomalias positivas são menos persistentes no HS do que no HN. Os eventos de bloqueios ocorrem com mais frequência no Oceano Pacífico. Entretanto, há eventos espalhados no sul da América do Sul e no Oceano Índico. Mo

(1983) encontrou, também, que o período de maior frequência de bloqueios é de abril a agosto.

Lejenäs (1984), através de um método objetivo, encontrou as maiores frequências de bloqueio no inverno e no início da primavera. O número de casos encontrados no Oceano Atlântico (70°W a 0°) e no Oceano Índico (40°E a 100°E) é tão pequeno que a sua variação com a longitude e com a estação do ano, não é significativa para estas regiões. Os resultados de Lejenäs mostraram que a longitude preferida para a atuação dos bloqueios é 170°W, setor da Nova Zelândia. O deslocamento dos episódios de bloqueios durante seu tempo de vida é, em geral, para leste, não importando sua duração. A maioria dos bloqueios de longa duração move-se para oeste. Todos os episódios de bloqueios localizados por Lejenäs na região do Oceano Atlântico e no Oceano Índico, exceto os estacionários, tinham velocidade média em direção a leste. Isto também foi observado por Van Loon (1956) e Wright (1974).

A região da Austrália e Nova Zelândia possui o maior número de situações de bloqueios seguida pelos Oceanos Atlântico e Índico. Isto é atribuído à presença da bifurcação climatológica do jato de oeste no sul da Austrália e ventos mais fracos na Nova Zelândia e à existência de ondas planetárias nesta região. Em situações sem bloqueio, o campo médio nas médias latitudes é dominado pela onda 1; em situações de bloqueio ou de pré-bloqueio a amplitude da onda 1 é pequena, e as ondas 3 e 4 possuem as maiores amplitudes. As grandes amplitudes associadas às ondas de número 3 e 4 persistem mais frequentemente no inverno do que em outra estação do ano e, segundo Mo (1983), elas estão associadas aos eventos de bloqueio. Os episódios de bloqueios no HS são menos frequentes e de

menor duração do que os bloqueios do HN. Isto ocorre devido à presença do jato de oeste, geralmente mais forte em toda a troposfera, nas médias e altas latitudes no HS (Trenberth e Mo, 1985).

Freqüentemente, no inverno do HS, a onda 3 tem um papel chave nos eventos de bloqueios. Entretanto, em muitos casos, o bloqueio é um fenômeno local (ocorre somente em um setor do hemisfério). Apesar disso, quando coexistem bloqueios múltiplos, a onda 3 é especialmente proeminente (Trenberth e Mo, 1985). Não está completamente claro até onde o aumento local da onda 3 no evento de bloqueio é realmente parte de um trem de onda, localizado longitudinalmente, com uma orientação de um grande círculo, ou se é parte de uma onda zonal 3 de escala hemisférica. Ambas as possibilidades parecem prevalecer em certas ocasiões distintas. Em ambos os casos uma crista da onda 3 reforça a crista predominante perto da Nova Zelândia, a fim de que a divisão do jato de oeste seja mais fortemente manifestada. Uma vez formado o anticiclone de bloqueio, pequenos distúrbios transientes aparecem para desempenhar um importante papel na sustentação da situação de bloqueio (Trenberth e Mo, 1985; Trenberth, 1991).

O impacto que os distúrbios transientes sofrem quando encontram um anticiclone de bloqueio foi diagnosticado por Trenberth (1986 b). Estes distúrbios se dirigem em torno da região bloqueada, seguindo os dois braços do jato de oeste que se dividiu. No jato polar, os distúrbios possuem comprimento de onda similar aos encontrados na região do "Storm Track" (Oceano Índico, 50°S), mas consistem, principalmente, de ondas zonais 3 e 4, com período menor do que uma semana. Os distúrbios transientes que seguem o jato subtropical possuem números

de onda zonal maiores (principalmente ondas zonais 5 e 6), com movimento mais lento e com período mais longo que uma semana. E, embora primeiramente baroclínicos, os distúrbios são mantidos por processos barotrópicos. Trenberth diagnosticou a importância dos distúrbios na região do bloqueio, através do fluxo de Eliassen-Palmen (E-P), média no tempo. A divergência deste fluxo é dividida nas componentes barotrópica e baroclínica. Na região da bifurcação do jato de oeste, as componentes barotrópicas e baroclínicas agem para desacelerar o jato de oeste e, assim, os distúrbios transientes estão ajudando a manter o bloqueio. A deformação sofrida pelos distúrbios na divisão do jato de oeste é de tal modo que, estes transportam "momentum" e calor para manter a estrutura de divisão do jato, concordando com a hipótese do "eddy straining" de Shutts (1983).

Berbery e Núñez (1989) fizeram uma análise de um bloqueio observado na região da América do Sul. Os resultados dessa análise mostram uma crista que avançou em direção a leste e intensificou somente depois que passou a Cordilheira dos Andes. O bloqueio ocupou toda a extensão vertical da troposfera com uma estrutura barotrópica equivalente e retrogrediu levemente durante os seus últimos dias de vida. Os números de onda de 1 a 4 contribuíram positivamente com maior amplitude da onda 2. Durante este período, a onda 3 não contribuiu significativamente para o campo total (Berbery e Núñez, 1989). O mecanismo de Kalnay-Rivas e Merkin (1981) (será discutida no próximo item), segundo Berbery e Núñez (1989), pode ser uma ferramenta útil para a previsão das situações de bloqueios iniciadas no Oceano Atlântico. Chama-se a atenção para o caso da onda 3, que é tão importante nas situações de bloqueios na região da Austrália e que não contribuiu significativamente no caso de bloqueio no sul da América do Sul.

Como síntese deste item, pode-se ressaltar as três regiões preferidas para formação de bloqueios no HS: Oceano Pacífico, Oceano Atlântico e Oceano Índico. A predominância de formação deste fenômeno é na região da Austrália e Nova Zelândia (Oceano Pacífico), favorecida pela bifurcação climatológica do vento zonal no inverno deste hemisfério. O período de maior formação nesta região é no final do inverno e início da primavera, e a onda zonal 3 desempenha um importante papel em situações de bloqueio formadas nesta área. Nos Oceanos Atlântico e Índico, a frequência deste fenômeno é bem menor e há variações, quanto a longitude de maior frequência nestes oceanos, de um trabalho para outro.

2.4 - MECANISMOS PROPOSTOS PARA A FORMAÇÃO E A MANUTENÇÃO DO FENÔMENO BLOQUEIO

Há vários trabalhos na literatura com o objetivo de explicar o início e/ou manutenção de situações de bloqueio. Neste item são referenciados alguns estudos observacionais, teóricos e de modelagem numérica mais relevantes, na medida em que estes motivam ou se relacionam com o presente estudo.

Baines (1983) fez um resumo dos mecanismos dinâmicos propostos na literatura até 1983, para análise dos mecanismos que podem ser aplicados aos bloqueios encontrados no setor australiano. Ressalta-se que, as teorias com devidas exceções, conseguem explicar razoavelmente as cristas de bloqueios na região do Oceano Pacífico Norte, podem ser parcialmente aplicadas em situações de bloqueios formadas na região do Oceano

Atlântico Norte, e ambos podem ser diferentes dos mecanismos supostos para a manutenção de bloqueios no HS (Austin, 1980; Hartmann e Ghan, 1980; Baines, 1983; Coughlan, 1983; Tibaldi et al., 1994 e Liu, 1994).

Uma teoria para a manutenção do bloqueio é o conceito do mecanismo do "eddy-straining" para bloqueios no HN (Shutts, 1983). Shutts usou um modelo barotrópico para demonstrar que, os distúrbios de escala sinótica que incidem na bifurcação do jato, divisão do fluxo de oeste em dois ramos, são comprimidos na direção leste-oeste e alongados na direção norte-sul, e possuem uma configuração curva com respeito a cada ramo do jato. Esta deformação dos distúrbios leva fluxo de "momentum" e energia para a região do bloqueio, que pode, então ser mantido e fortalecido, contra a dissipação por atrito e advecção. Haines e Marshall (1987) interpretaram bloqueio atmosférico como um modo livre não-linear na forma de um "modon", excitado ressonantemente pelos distúrbios transientes, devido ao mecanismo do "eddy straining". Mak (1991) diagnosticou o giro de aproximadamente 180° do anticiclone de bloqueio e variação na sua estrutura com o tempo, então, não pode-se dizer que bloqueio é um "modon".

Há um crescente consenso de opiniões, segundo Shutts (1987), que bloqueios e circulações anômalas são primeiramente estruturas de fluxo de modo livre excitadas por interações com sistemas de tempo transientes. Quanto à sua localização geográfica, dependência sazonal e variabilidade interanual, são controladas indiretamente através da circulação de ondas de escala planetária, pela distribuição de fonte e sumidouro de aquecimento diabático. Essas fontes e sumidouros são determinadas pela TSM, superfície de gelo, neve, umidade do solo, etc. O que não

foi levado em consideração é a interação do bloqueio (escala intrasazonal) com o fluxo sazonal.

Nigam e Lindzen (1989) e Da Silva e Lindzen (1993), através de um modelo de ondas estacionárias com equação primitiva linear, mostraram que essas ondas em latitudes médias e altas são sensíveis a pequenos desvios do jato subtropical. Um desvio do jato para o equador aumenta a amplitude das ondas estacionárias e o desvio para o pólo reduz a amplitude destas ondas. Eles sugerem que estes desvios podem explicar a geração de anomalias persistentes de grande escala nos extra-trópicos, uma vez que bloqueios estão associados com a amplificação de ondas de escala planetária. Tibaldi e Molteni (1990), examinando a habilidade do modelo do ECMWF em prever bloqueios, observaram que a frequência de bloqueios é severamente subestimada nas previsões à médio prazo, isto devido o modelo não conseguir amplificar ondas estacionárias.

A teoria de Tung e Lindzen (1979) considera as ondas de Rossby ressonantes. Sua amplificação ocorre quando o fluxo da atmosfera é de tal modo que, ondas de Rossby de movimento livre, de um certo número de onda zonal e de estrutura meridional, são estacionárias com respeito à superfície da terra e, assim, podem interagir ressonantemente com a forçante topográfica e o aquecimento diferencial. Quando a onda planetária fica ressonante, manifesta-se a amplificação do bloqueio na troposfera. A persistência do bloqueio é determinada pelo tempo que o fluxo permanece próximo ao estado em que torna a onda ressonante. Entretanto, Colucci et al. (1981) e Lejenäs e Döös (1987) sugerem que interações ressonantes entre ondas de escala planetária devem ser um importante mecanismo físico durante a evolução do bloqueio atmosférico no HN. Nesta mesma linha, Kalnay-Rivas e Merkine (1981) e Egger

(1978) sugerem como teoria para formação de bloqueios atmosféricos, a ressonância devido aos efeitos superpostos de ondas de Rossby-"Lee".

Baseados em estudos observacionais, Colucci (1987), Dole e Black, (1990) Nakamura e Wallace (1990) entre outros, sugeriram que a instabilidade baroclínica desempenha um importante papel, particularmente durante o estágio de formação de um bloqueio.

Bloqueio atmosférico foi também analisado através de sua energética de forma global (Hansen e Chen, 1982; Kung et al., 1989). Segundo Mak (1991), a representação espectral de um distúrbio local como bloqueio consiste de ondas zonais de comparável magnitude, então para averiguar a importância da energia de cada onda, as ondas devem ser consideradas coletivamente, como uma alternativa ou, talvez, a melhor maneira de examinar a energética local do fenômeno bloqueio. Mak (1991) analisou a energética local de uma situação de bloqueio dividindo o fluxo em três componentes: intrasazonal (representando o episódio de bloqueio), sazonal e de alta frequência (distúrbio de escala sinótica), com o objetivo de quantificar os processos envolvidos na manutenção do bloqueio, através das possíveis interações de escala. Esta diagnose da energética local confirma que o mecanismo durante um episódio de bloqueio é em primeiro lugar barotrópico. O distúrbio bloqueio extrai energia cinética diretamente do jato difluente sazonal. A instabilidade barotrópica local tem uma importante fatia no processo de manutenção do bloqueio, pelo menos durante o bloqueio analisado por Mak (1991), formado no Atlântico Norte (fevereiro de 1983). O processo baroclínico é localmente importante e efetivamente redistribui energia sobre a área do bloqueio. O mecanismo do "eddy straining" de Shutts

aparece e pode afetar a energia cinética local do bloqueio. A dissipação friccional e os processos adiabáticos são quantitativamente significativos e desempenham um papel passivo.

Lupo e Smith (1995b) utilizaram a equação de Zwack-Okossi como uma ferramenta diagnóstica, para verificar a importância relativa das forçantes de escala planetária e sinótica e sua interação, em uma situação de bloqueio. Os resultados mostram que a advecção de vortacidade anticiclônica foi o mecanismo mais importante para formação e manutenção do bloqueio. Entretanto, aquecimento adiabático e o "tilting" da vortacidade foram importantes em várias ocasiões durante o tempo de vida do bloqueio. A interação da advecção de vortacidade entre as escalas planetária e sinótica desempenhou um importante papel na formação deste fenômeno.

Todas as teorias citadas até aqui foram aplicadas para situações de bloqueios encontradas no Hemisfério Norte. Para bloqueios encontrados no Hemisfério Sul, os estudos são reduzidos e pouco se sabe sobre este fenômeno tão importante que tem bastante influência nas condições de tempo.

Baines (1983) fez uma revisão dos possíveis mecanismos para início e manutenção do bloqueio na região da Austrália. Concluiu-se que o bloqueio nessa região é um fenômeno local. Baines sugeriu a instabilidade baroclínica como o mecanismo mais importante, a qual é influenciada por forçantes topográfica e térmica, e uma solução de "modon" livre é fortalecida pela forçante térmica associada com a TSM padrão. Kalnay-Rivas *et al.* (1986), analisando um bloqueio que se formou em junho de 1982 no setor da Austrália e da Nova Zelândia, através de um experimento

numérico, concluíram que a mais importante forçante associada com a manutenção do fenômeno bloqueio foi o aquecimento assimétrico devido às propriedades térmicas no contraste continente-oceano.

Nota-se uma significativa diferença das situações de bloqueios nos dois hemisférios, a qual pode estar associada com maiores diferenças na estrutura e na intensidade da circulação meridional, associada com os distúrbios de grande escala e a circulação média, que depende da forçante topográfica de grande escala e da distribuição de continentes e oceanos. Nas médias latitudes do Hemisfério Sul, as orografias são mais reduzidas, encontrando-se apenas ao sul da América do Sul e no sul da ilha de Nova Zelândia. Assim, orografia, não é considerada como forçante de ondas longas em escala necessária para produzir bloqueios atmosféricos (Coughlan, 1983), considerando também que, os anticiclones de bloqueio são localizados à leste dos Andes e dos Alpes da Nova Zelândia. Os bloqueios no HN são iniciados predominantemente no lado oeste das duas maiores massas continentais, enquanto que, no HS esses fenômenos são frequentemente iniciados no lado leste, ou na mesma longitude das três massas continentais. A ausência de grandes massas continentais nas latitudes médias no HS, sugere que o contraste continente-oceano também não é um mecanismo forçante primário para bloqueios como sugerido por Kikuchi (1969), para o Hemisfério Norte e por Kalnay-Rivas *et al.* (1986), para o Hemisfério Sul.

Coughlan (1983) sugere que a maior assimetria encontrada nas latitudes médias do HS é a variação longitudinal na TSM. A característica mais significativa é a temperatura baixa na metade leste do hemisfério e temperatura mais alta na metade oeste. A razão para isto é a localização assimétrica do continente

Antártico sobre o pólo (Taljaard, 1972). Se comparadas às estatísticas da ação dos bloqueios, nota-se que a área de maior freqüência corresponde à área longitudinal onde as TSMs são maiores. É possível argumentar que o aumento de bloqueios pode levar a aumentar o contraste longitudinal de TSM. Entretanto, esse é o gradiente positivo permanente de TSM oeste-leste corrente acima no setor da Austrália-Ásia, que deve ser levado em consideração.

Através do que foi exposto neste item, os bloqueios formados no HN possuem diferenças dos formados no HS, devido basicamente ao contraste térmico e orográfico, e conseqüentemente do papel que desempenham as ondas planetárias. O que pode-se ressaltar em comum deste fenômeno nos dois hemisfério é a importância relativa dos distúrbios sinóticos e o jato sazonal na manutenção de uma situação de bloqueio. Quanto a sua gênese deve ser levada em consideração as características da região e os mecanismos físicos e dinâmicos que podem favorecer a formação deste fenômeno utilizando um modelo de circulação geral.

CAPÍTULO 3

DADOS E METODOLOGIA

Neste capítulo descreve-se os dados e a metodologia utilizados para identificaram situações de bloqueio atmosférico no HS. Em seguida, descreve-se a metodologia utilizada na análise das interações entre os distúrbios de alta frequência e o fluxo zonal com o bloqueio.

3.1 - DADOS

Há uma grande deficiência considerando-se cobertura de dados no HS. Isto se deve principalmente às grandes áreas oceânicas e à precariedade da rede de superfície e de radiossondas sobre os continentes neste hemisfério. Este problema tem sido amenizado, através do advento do satélite e das análises globais dos centros de previsões. Uma vez que estes centros geram dados globais em pontos de grade.

Os dados utilizados neste trabalho foram a altura geopotencial, as componentes zonal e meridional do vento, u e v respectivamente, e a temperatura às 12 UTC. Estes dados fazem parte de dois conjuntos de análises objetivas operacionais do ECMWF. O primeiro conjunto cobre o período de 01 de janeiro de 1980 a 31 de dezembro de 1989 e abrange 7 níveis padrões de pressão (1000, 850, 700, 500, 300, 200 e 100 hPa), enquanto que do segundo utilizou-se o período de 01 de janeiro de 1990 a 31 de dezembro de 1993,

considerando 14 níveis padrões de pressão (1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30 e 10 hPa). Os dados estão em pontos de grade (projeção Mercator), com espaçamento de 2,5° de latitude por 2,5° de longitude. O domínio espacial utilizado estende-se de 10°S a 90°S.

As análises globais do ECMWF, a partir de 1980, originaram-se do World Meteorological Organization (WMO), cujas análises foram inicializadas duas vezes ao dia (0 UTC e 12 UTC) (Trenberth e Olson, 1988; Trenberth, 1992). No período utilizado no presente trabalho ocorreram mudanças nas análises inicializadas do ECMWF, dentre estas destacam-se, em 21 de setembro de 1982, quando introduziram-se efeitos diabáticos na inicialização; em 1 de maio de 1984, quando implementaram o ciclo diurno no modelo; e em 1 de maio de 1985, quando a resolução do modelo foi aumentada para truncamento triangular no número de onda zonal 106 (T106); e em 1 de maio de 1991, a implementação de um novo procedimento para o controle de qualidade do perfil de temperatura obtido por satélite. Quanto às parametrizações físicas, também houve mudanças substanciais, as quais afetaram algumas variáveis, em particular, aquelas relativas à umidade (nuvens, convecção e critério de condensação).

Trenberth e Olson (1988), através de uma avaliação e comparação entre as análises globais do National Meteorological Center (NMC) e do ECMWF, concluíram que as análises deste último centro são preferidas, considerando-se a utilização destas para o HS.

As análises foram verificadas utilizando-se consistência interna e temporal. As mudanças no sistema de

análise e de previsão do ECMWF geraram maiores impactos na componente divergente do campo do vento horizontal e na velocidade vertical associada, variáveis essas que não foram utilizadas no presente trabalho.

Os dados de janeiro e de fevereiro de 1984 foram perdidos. Esta lacuna foi levada em consideração no cálculo da frequência de bloqueio, tanto mensal quanto anual. Assim sendo, pode-se obter um pequeno aumento no cálculo de frequência no ano considerado. Contudo, ressalta-se que isso não afetou significativamente os resultados pois os meses de janeiro e fevereiro fazem parte da estação de verão no HS, a qual possui a menor incidência de bloqueios.

Para a média climatológica do vento zonal no verão, utilizou-se 12 anos de dados (DJF de 1980/1981 a 1982/1983 e DJF de 1984/1985 a 1992/1993).

3.2 - METODOLOGIA

Neste estudo utilizou-se a metodologia desenvolvida por Lejenäs e Okland (1983) e Lejenäs (1984) para localizar situações de bloqueio atmosférico no HS. Os dados foram analisados considerando-se a série de Fourier ao longo de cada círculo de latitude (10°S a 90°S) e retendo-se os primeiros 18 números de ondas. Filtrou-se as ondas zonais acima de 18, com a finalidade de suavizar os resultados. A altura geopotencial resultante foi obtida pela expressão:

$$z(\lambda)_{i,j} = [z]_{i,j} + \sum_{k=1}^{18} a_{k,i,j} \cos k\lambda + b_{k,i,j} \sin k\lambda \quad (3.1)$$

onde k é o número de onda zonal. O primeiro termo do lado direito da Equação 3.1 corresponde à média zonal, e os subscritos i e j representam os anos e os dias, respectivamente.

Assim, utilizou-se o índice zonal $I(\lambda)$, como sendo igual à diferença das alturas geopotenciais de 500 hPa entre as latitudes de 35°S e de 50°S, para cada 10° de longitude. Assim,

$$I(\lambda) = z_{35^{\circ}S}(\lambda) - z_{50^{\circ}S}(\lambda) \quad (3.2)$$

Considerou-se bloqueio, quando as seguintes condições foram satisfeitas:

$$I(\lambda) < 0 \quad (3.3)$$

$$[I(\lambda-10^{\circ}) + I(\lambda) + I(\lambda+10^{\circ})] / 3 < 0 \quad (3.4)$$

A condição dada na Equação 3.4 garante situações de bloqueios em uma extensão de pelo menos 30° de longitude, e prevalecem por vários dias, como seguido por Lejenäs e Okland (1983). Assim, identificou-se situações de bloqueio em 14 anos de dados, em seguida calculou-se a frequência (F) em percentagem, a partir da equação:

$$F = [(n_b/n_t) \times 100] \quad (3.5)$$

onde n_b é o número de bloqueios no período de interesse e n_t , o número total de dias no período considerado.

Os campos das variáveis utilizadas foram divididos em duas componentes, isto é, a média no tempo ($\bar{\quad}$), e o desvio dessa média ($'$), resultando em:

$$z = \bar{z} + z', \quad u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v' \quad (3.6)$$

Os desvios padrões da altura geopotencial, da velocidade zonal e da velocidade meridional foram definidos como:

$$\sigma(z) = (\bar{z'^2})^{1/2}, \quad \sigma(u) = (\bar{u'^2})^{1/2}, \quad \sigma(v) = (\bar{v'^2})^{1/2} \quad (3.7)$$

3.2.1 - Filtros

Utilizou-se a série de Fourier como filtro, com a finalidade de separar as ondas longas (número de onda zonal 1 a 4), das ondas curtas (número de onda zonal acima de 4). A altura geopotencial, em mgp, de um nível de pressão constante é função cíclica da longitude, ao longo de um círculo de latitude, e pode ser expressa através da expansão em série de Fourier, como:

$$z(\lambda) = [z] + \sum_{k=1}^k a_k \cos k\lambda + b_k \sin k\lambda \quad (3.8)$$

onde os coeficientes seno e cosseno podem ser determinados por:

$$a_k^z = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} z(\lambda) \cos k\lambda d\lambda \quad (3.9)$$

$$b_k^z = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} z(\lambda) \sin k\lambda d\lambda \quad (3.10)$$

e a amplitude por:

$$A_k^z = [(a_k^z)^2 + (b_k^z)^2]^{1/2} \quad (3.11)$$

O filtro temporal utilizado foi a média móvel. Aplicando-se a média corrida de 3 e 7 dias em uma determinada variável, eliminou-se os distúrbios de alta frequência, enquanto que com a média corrida de 61 dias, filtra-se os distúrbios que possuem escala temporal inferior a este período. Assim, quando aplicado em Z, tal que, Z_3-Z_7 e $Z-Z_7$, obtém-se os distúrbios de alta frequência (3 a 7 dias e de 1 a 7 dias, respectivamente), e Z_7-Z_{61} , os distúrbios de baixa frequência (7 a 61 dias). As funções respostas desses filtros estão ilustradas na Figura 3.1.

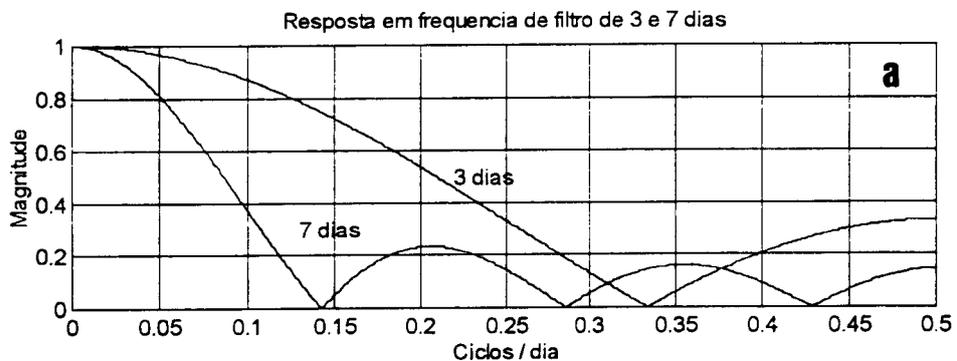


Fig. 3.1 - Função resposta dos filtros média móvel de: a) 7 e 3 dias, b) 61 e 7 dias, dados em ciclos dia⁻¹.
(continua)

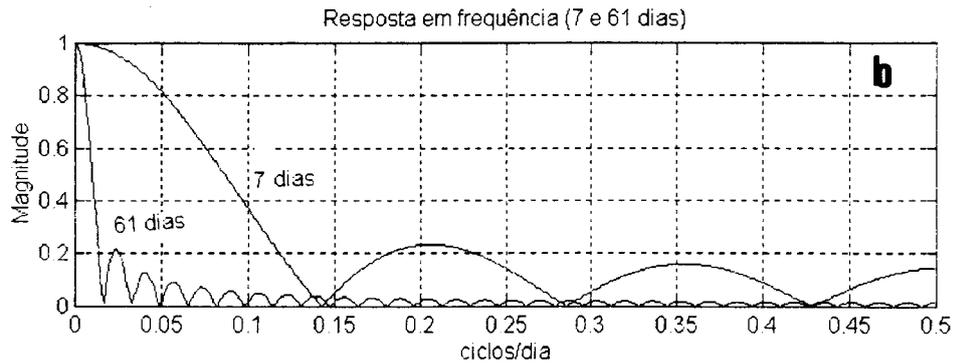


Fig. 3.1 - Conclusão

3.2 2 - Instabilidade Barotrópica

Para verificar a importância da instabilidade barotrópica em uma situação de bloqueio

utilizou-se o termo $\beta - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ (Kuo, 1949) que, em geometria esférica é dado por:

$$\frac{2\Omega \cos\phi}{a} - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\left(\frac{1}{a \cos\phi} \frac{\partial}{\partial \phi} u \cos\phi \right) \right] \quad (3.12)$$

onde Ω é a velocidade angular da Terra ($\Omega = 7,29 \times 10^{-5}$ rad s^{-1}), ϕ é a latitude e a é o raio da Terra. Segundo Kuo (1949), a Expressão 3.12 deve ser igual a zero, como condição necessária para que haja instabilidade barotrópica, no caso de um estado básico zonalmente simétrico.

3.2.3 - Fluxo de Eliassen-Palm (E-P)

Eliassen e Palm (1960) combinaram os fluxos de calor e "momentum" e utilizaram a variável resultante para diagnosticar a fonte de energia para ondas "lee". Em menção ao seu trabalho original, a quantidade em questão é conhecida como o fluxo de Eliassen-Palm ou fluxo de E-P. Assim, o fluxo de E-P combina os transportes de calor e "momentum" efetuados pelos distúrbios.

O conceito do fluxo de Eliassen-Palm e sua aplicação como uma ferramenta diagnóstica, simplificou a interpretação de alguns aspectos da circulação atmosférica (Edmon et al., 1980; Holopainen e Rontu, 1982; Plumb, 1986; Grotjahn, 1993). Há um número de vantagens ao se considerar o fluxo de E-P e sua divergência. Primeiro, para ondas de pequena amplitude no movimento zonal, o fluxo de E-P correspondente à atividade da onda, o qual é paralelo à velocidade de grupo desta. Segundo, para um fluxo quase-geostrófico, a divergência do fluxo de E-P é proporcional ao transporte da vorticidade potencial quase-geostrófica dos distúrbios em direção ao norte. Esta permite medir os efeitos de ondas transientes e os efeitos não conservativos, tais como o aquecimento diabático e a fricção.

Assim sendo, utilizou-se o conceito do fluxo de E-P, para avaliar diagnosticamente o impacto dos distúrbios transientes, em um estudo de caso de bloqueio atmosférico, bem como a sua divergência, para verificar os distúrbios transientes como forçantes no fluxo (média no tempo).

Para avaliar o fluxo de E-P, primeiro desenvolveu-se as equações transformadas, para o caso quase-geostrófico no plano f , em coordenadas $\ln p$ (Trenberth, 1986b), isto é:

$$z = \ln(p_0 / p) \quad (3.13)$$

onde p é a pressão e p_0 é a pressão de referência ($p_0=1000$ hPa).

Assim, as equações do movimento, da termodinâmica, de continuidade e da hidrostática são, respectivamente (Holton, 1992):.

$$\frac{du}{dt} - fv + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \mathcal{S}_x \quad (3.14)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \mathcal{S}_y \quad (3.15)$$

$$\frac{d}{dt} \Phi_z + wS = nQ \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 w = 0 \quad (3.17)$$

$$\Phi_z = RT \quad (3.18)$$

onde:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}.$$

R é a constante dos gases, $n=R/c_p$, (sendo c_p o calor específico a pressão constante) \mathfrak{J} é a fricção, Q é o aquecimento, $S=S(z)$ é a estabilidade estática, $\rho_0(z)=\rho_\infty e^{-z}$ e f é uma constante.

Substituindo as variáveis com suas respectivas médias no tempo e seus desvios nas Equações 3.14 a 3.17, obtém-se:

$$\begin{aligned} D\bar{u} - f\bar{v} + \frac{\partial\Phi}{\partial x} &= -\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'^2} - \frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'} + \mathfrak{J}_x \\ D\bar{v} + f\bar{u} + \frac{\partial\Phi}{\partial y} &= -\frac{\partial}{\partial x}\overline{u'v'} - \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'^2} + \mathfrak{J}_y \\ D\Phi_z + \bar{w}S &= n\bar{Q} - \frac{\partial}{\partial x}\overline{u'\Phi'_z} - \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'\Phi'_z} \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde:

$$D = \bar{u}\frac{\partial}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial}{\partial y}$$

e $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ satisfaz a equação da continuidade.

A energia cinética, considerando os distúrbios transientes, é definida por:

$$\bar{K} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad (3.20)$$

Portanto, as duas primeiras equações no conjunto de Equações 3.19 podem ser rescritas como:

$$D\bar{u} - f\bar{v} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\Phi} + \bar{K}) = \overline{v'\zeta'} + \mathfrak{S}_x \quad (3.21)$$

$$D\bar{v} + f\bar{u} + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\Phi} + \bar{K}) = -\overline{u'\zeta'} + \mathfrak{S}_y \quad (3.22)$$

onde:

$$\begin{aligned} \overline{u'\zeta'} &= \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) \\ \overline{v'\zeta'} &= \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) - \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} \end{aligned} \quad (3.23)$$

sendo ζ' o desvio da vorticidade relativa.

Para a obtenção da circulação que permanece após o restabelecimento dos balanços geostrófico e hidrostático, definiu-se uma circulação residual como:

$$\begin{aligned} u^* &= \bar{u} + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\Phi} + \bar{K}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\overline{u'\Phi'_z}}{S} \right) \\ v^* &= \bar{v} - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\Phi} + \bar{K}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right) \\ w^* &= \bar{w} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{u'\Phi'_z}}{S} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Logo, o grupo de equações resultante é:

$$D\bar{u} - f\bar{v}^* = \nabla \cdot E_u + \bar{\mathfrak{S}}_x \quad (3.25)$$

$$D\bar{v} + f\bar{u}^* = \nabla \cdot E_v + \bar{\mathfrak{S}}_y \quad (3.26)$$

$$D\bar{\Phi}_z + w^*S = n\bar{Q} \quad (3.27)$$

onde:

$$\begin{aligned} \bar{E}_u &= \left[\frac{1}{2}(\bar{v}^2 - \bar{u}^2), -\bar{u}'\bar{v}', f \frac{\bar{v}'\bar{\Phi}'_z}{S} \right] \\ \bar{E}_v &= \left[-\bar{u}'\bar{v}', -\frac{1}{2}(\bar{v}^2 - \bar{u}^2), -f \frac{\bar{u}'\bar{\Phi}'_z}{S} \right] \\ \nabla &= \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \right]. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Para escrever as equações do fluxo de E-P em coordenadas esféricas, considera-se:

$$\begin{aligned} dx &= a \cos \phi d\lambda \\ dy &= a d\phi \end{aligned} \quad (3.29)$$

Assim, as Equações 3.21 e 3.22 resultam em:

$$D\bar{u} - f\bar{v} + \frac{\bar{u}v\bar{t}g\phi}{a} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\Phi} + \bar{K}) = \bar{v}'\bar{\zeta}' + \bar{\mathfrak{S}}_x \quad (3.30)$$

$$D\bar{v} + f\bar{u} + \frac{\bar{u}^2 \operatorname{tg}\phi}{a} + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\Phi} + \bar{K}) = \overline{u'\zeta'} + \bar{\mathcal{S}}_y \quad (3.31)$$

onde:

$$\begin{aligned} \overline{u'\zeta'} &= \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'v'} + \frac{1}{\cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) \cos^2 \phi \\ \overline{v'\zeta'} &= \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}) - \frac{1}{\cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} \cos^2 \phi \quad e \\ D &= \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \end{aligned}$$

Desprezou-se os fluxos verticais de calor e considerou-se que a estabilidade estática só é função de z , $S=S(z)$. Assim, despreza-se a parte do campo de aquecimento diabático que compensa o transporte de calor vertical. Desta forma, a equação da termodinâmica toma uma forma simples e permite a interpretação da circulação residual, devido ao aquecimento diabático e a advecção térmica média. As Equações 3.30, 3.31 e 3.27 ficam, respectivamente:

$$D\bar{u} - \frac{\bar{u}v \operatorname{tg}\phi}{a} - f\bar{v}^* = \frac{1}{\cos \phi} \nabla \cdot E_u + \bar{\mathcal{S}}_x \quad (3.32)$$

$$D\bar{v} + \frac{\bar{u}^2 \operatorname{tg}\phi}{a} + f\bar{u}^* = \frac{1}{\cos \phi} \nabla \cdot E_v + \bar{\mathcal{S}}_y \quad (3.33)$$

$$D\bar{\Phi}_z + w^* S = k\bar{Q} \quad (3.34)$$

onde:

$$\begin{aligned}
\nabla &= \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{1}{\cos\phi} \frac{\partial}{\partial y} \cos\phi, \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \right] \\
E_u &= \left[\frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -\overline{u'v'}, f \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right] \cos\phi \\
E_v &= \left[-\overline{u'v'}, -\frac{1}{2} (\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -f \frac{\overline{u'\Phi'_z}}{S} \right] \cos\phi
\end{aligned} \tag{3.35}$$

e a circulação residual é, aproximadamente, dada por:

$$\begin{aligned}
u^* &= \overline{u} + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\Phi} + \overline{K}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\overline{u'\Phi'_z}}{S} \right) \\
v^* &= \overline{v} - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\Phi} + \overline{K}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right) \\
w^* &= \overline{w} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{u'\Phi'_z}}{S} \right) + \frac{1}{\cos\phi} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \cos\phi \right)
\end{aligned} \tag{3.36}$$

Neste trabalho invocou-se a componente u e utilizou-se $\nabla \cdot E_u$ como um diagnóstico dos distúrbios como forçante no escoamento zonal. A componente do fluxo na direção meridional ($\nabla \cdot E_v$) é pequena no HS quando se considera a média no tempo. Há vantagens em utilizar a formulação dada acima, pois esta não se limita ao plano f , e pode ser estendida para incluir os termos ageostróficos. A componente $-E_u$ pode ser considerada como o fluxo de "momentum" de oeste dos distúrbios, e descreve o escoamento relativo da atividade da onda. Maiores detalhes do desenvolvimento matemático do fluxo de E-P pode ser visto em Trenberth (1986b).

3.4 - Energia Cinética Local

A metodologia utilizada para o cálculo da energética de bloqueio atmosférico, localizado no sudeste do Oceano Pacífico, é a mesma utilizada em Mak (1991), a qual é descrita sucintamente a seguir.

Cada variável meteorológica, $\xi=z,u,v$ ou T , em cada ponto de grade, é dividida em três componentes: sazonal (3 meses - JJA), intrasazonal (distúrbios com escala temporal maior do que uma semana e menor do que 91 dias) e alta frequência (escala de tempo menor do que 7 dias, associada à propagação e flutuação de ciclones e anticiclones sinóticos das médias e altas latitudes), representadas pelos subscritos 0, 1 e 2 respectivamente. Assim:

$$\xi = \xi_0 + \xi_1 + \xi_2. \quad (3.37)$$

Com a ajuda de dois filtros, definiu-se um operador linear para ser aplicado em cada variável. Como primeiro filtro utilizou-se a média corrida de 91 dias para eliminar ou filtrar flutuações intrasazonais e de alta-frequência, e cuja média é designada pelo símbolo ($\bar{\cdot}$). O segundo filtro foi utilizado para eliminar somente as flutuações de alta frequência, através da média móvel de 7 dias designada pelo símbolo ($\hat{\cdot}$). A função resposta em frequência para ambos os filtros são apresentadas na Figura 3.2.

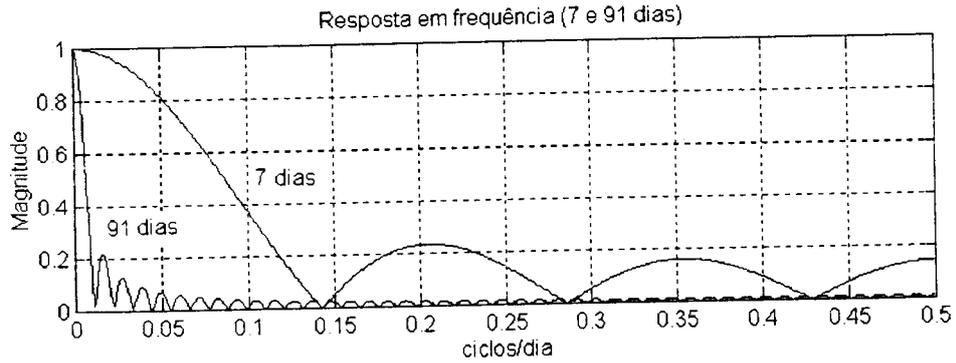


Fig. 3.2 - Função resposta dos filtros média móvel de 91 e 7 dias, dados em ciclos dia⁻¹.

Assim, por definição tem-se:

$$L_n\{\xi\} = \xi_n, \quad n=0, 1, 2$$

onde:

$$\begin{aligned} L_0\{\xi\} &\equiv \bar{\xi} = \xi_0 \\ L_1\{\xi\} &\equiv \hat{\xi} - \bar{\xi} = \xi_1 \\ L_2\{\xi\} &\equiv \xi - \hat{\xi} = \xi_2 \end{aligned} \quad (3.38)$$

Analisou-se, primeiramente, a energia cinética local com finalidade de examinar como a componente intrasazonal do fluxo (componente 1) interage com as outras duas componentes (0 e 2). Para tal, utilizou-se a equação do "momentum" horizontal, dada por:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla \vec{V} - \nabla \Phi - f\vec{k} \times \vec{V} + \vec{F} \quad (3.39)$$

onde $\vec{V} = (u, v)$ é a velocidade horizontal, $\Phi = gz$ é o geopotencial, f o parâmetro de Coriolis, \vec{k} o vetor vertical unitário e \vec{F} a força friccional. Aplicando o operador L_1 na Equação 3.39, e considerando-se todas as combinações possíveis entre as três componentes, obtêm-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \vec{V}_1 = & A_{0,0} + A_{0,1} + A_{0,2} + A_{1,1} + A_{2,2} + A_{1,2} \\ & - \nabla \Phi_1 - f \vec{k} \times \vec{V}_1 + \vec{F}_1 \end{aligned} \quad (3.40)$$

onde:

$$\begin{aligned} A_{0,0} &= -L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{V}_0 \} \\ A_{0,1} &= -L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{V}_1 + (\vec{V}_1 \cdot \nabla) \vec{V}_0 \} \\ A_{0,2} &= -L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{V}_2 + (\vec{V}_2 \cdot \nabla) \vec{V}_0 \} \\ A_{1,1} &= -L_1 \{ (\vec{V}_1 \cdot \nabla) \vec{V}_1 \} \\ A_{2,2} &= -L_1 \{ (\vec{V}_2 \cdot \nabla) \vec{V}_2 \} \\ A_{1,2} &= -L_1 \{ (\vec{V}_1 \cdot \nabla) \vec{V}_2 + (\vec{V}_2 \cdot \nabla) \vec{V}_1 \} \end{aligned} \quad (3.41)$$

A nomenclatura "dinâmica quase-linear" (Mak, 1991) é usada nos processos que envolvem a interação da componente 1 com as componentes 0 e 2. Assim, por exemplo, o termo $-L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{V}_1 + (\vec{V}_1 \cdot \nabla) \vec{V}_0 \}$ representa a dinâmica quase-linear do bloqueio que surge de sua interação com o fluxo básico, \vec{V}_0 . Os termos $-L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{V}_0 \}$ e

$-L_1\{(\vec{V}_0 \cdot \nabla)\vec{V}_2 + (\vec{V}_2 \cdot \nabla)\vec{V}_0\}$ são nulos por definição, sendo \vec{V}_0 aproximado pela média sazonal. Assim, têm-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}\vec{V}_1 = A_{0,1} + A_{1,1} + A_{2,2} + A_{1,2} - \nabla\Phi_1 - fkX\vec{V}_1 + F_1 \quad (3.42)$$

Considerando o produto escalar da Equação 3.42 com \vec{V}_1 , e tomando a média de cada resultado no período bloqueado (17 dias), encontrou-se a equação que governa a energia cinética da componente intrasazonal (K_1) na região do bloqueio:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\overline{K_1}^b &= \overline{\vec{V}_1 \cdot A_{0,1}}^b + \overline{\vec{V}_1 \cdot A_{1,1}}^b + \overline{\vec{V}_1 \cdot A_{2,2}}^b + \overline{\vec{V}_1 \cdot A_{1,2}}^b \\ &\quad - \overline{\vec{V}_1 \cdot \nabla\Phi_1}^b + \overline{\vec{V}_1 \cdot F_1}^b \end{aligned} \quad (3.43)$$

onde o símbolo $\overline{\quad}^b$ significa a média no período do bloqueio.

Os termos $\overline{\vec{V}_1 \cdot A_{0,2}}^b$, $\overline{\vec{V}_1 \cdot A_{2,2}}^b$ e $\overline{\vec{V}_1 \cdot A_{1,2}}^b$ descrevem o mecanismo do "eddy straining", ou seja, a interação do bloqueio com os distúrbios de alta frequência. O termo do lado esquerdo da Equação 3.43 é pequeno quando se considera o tempo médio de vida de um bloqueio. O termo $-\overline{\vec{V}_1 \cdot \nabla\Phi_1}^b$ representa a contribuição da força do gradiente de pressão, enquanto o termo $\overline{\vec{V}_1 \cdot F_1}^b$ é uma medida da taxa de dissipação pelo atrito local, ao qual não é definido como sendo

negativo. Esse último termo é avaliado como resíduo, assumindo-se o lado esquerdo da Equação 3.43 como sendo nulo.

Fez-se a avaliação desse balanço de energia cinética K_1 (Equação 3.43) para o nível de 500 hPa para JJA de 1986. Dessa análise, observou-se que $\vec{V}_1 \cdot A_{0,1}$ é o termo mais importante nesse caso de bloqueio. Logo, analisou-se este termo separadamente. Assim,

$$\vec{V}_1 \cdot A_{0,1} = -(\vec{V}_0 \cdot \nabla) \overline{K_1^b} + \overline{E_1^b} \cdot \vec{D}_0 \quad (3.44)$$

onde:

$$\overline{E_1} = ((\overline{v_1^2} - \overline{u_1^2}) / 2, -\overline{u_1 v_1}) \quad (3.45)$$

$$\vec{D}_0 = (D_{\text{estiramento}}, D_{\text{cisalhamento}}) \quad (3.46)$$

$$D_{\text{estiramento}} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u_0}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial v_0}{\partial \phi} - \frac{v_0}{a} \text{tg} \phi$$

$$D_{\text{cisalhamento}} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v_0}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial u_0}{\partial \phi} + \frac{u_0}{a} \text{tg} \phi$$

Portanto, a Equação 3.44 é válida considerando-se \vec{V}_1 e \vec{V}_0 como sendo velocidades horizontalmente não-divergentes. Desta forma, pode-se

interpretar o termo do lado esquerdo da Equação 3.44 como sendo a soma de dois termos:

- 1) a redistribuição de energia cinética da componente 1, devido à advecção pela componente sazonal, $-(\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{K}_1$;
- 2) a geração de energia cinética por um processo barotrópico, representada pelo produto escalar $\vec{E}_1 \cdot \vec{D}_0$.

O vetor \vec{E}_1 é uma medida da forma e orientação local da componente do fenômeno bloqueio no fluxo. Esse vetor é similar à componente horizontal do fluxo de E-P, utilizando-se a média temporal. Neste caso, não é o comportamento dos distúrbios de escala sinótica que deve ser avaliado e sim, a interação do bloqueio com o fluxo sazonal. O vetor \vec{D}_0 é uma medida do campo de deformação da componente do fluxo sazonal. A análise desta deformação pode produzir um aumento ou diminuição na energia cinética intrasazonal, extraíndo ou transferindo energia ao fluxo sazonal. A taxa de geração da energia cinética local é expressa como um produto escalar de dois vetores, \vec{E} e \vec{D} , que dependem da estrutura local do distúrbio e do campo de deformação básico, respectivamente. Maiores detalhes da natureza física do produto escalar destes dois vetores são dados por Mak e Cai (1989).

O termo $\vec{E}_1 \cdot \vec{D}_0$ corresponde ao mecanismo físico da geração de energia cinética local. Para haver extração de energia cinética do fluxo básico, o distúrbio deve ser alongado, em direção do eixo de contração do campo

de deformação. Se o distúrbio for alongado em direção do eixo de dilatação no local, o distúrbio perderia energia cinética para o fluxo básico.

CAPÍTULO 4

4.1 - CLIMATOLOGIA DO FENÔMENO BLOQUEIO

Estudos climatológicos sobre bloqueio atmosférico no HS são bastante reduzidos. Em primeiro lugar, devido a falta de informações em grandes áreas por longos períodos de tempo e, em segundo, pela falta de uma definição universal do que seja este fenômeno. Até o momento, a climatologia de bloqueios para o HS, que utilizou o maior período de dados meteorológicos, da ordem de 10 anos (1980-1989), foi realizada por Sinclair (1996).

A localização geográfica do fenômeno bloqueio é de grande interesse para a meteorologia, devido às alterações significativas no tempo, durante a atuação deste fenômeno em uma determinada região. A variação interanual e sazonal deste fenômeno e a relação dessa variação com outros parâmetros ou fenômenos meteorológicos são bastante úteis para a previsão à médio e longo prazo.

No presente estudo, realizou-se uma climatologia de frequência de bloqueios, considerando um período de 14 anos (1980-1993), quatro a mais, em relação ao utilizado por Sinclair (1996). Os dados de 1990 a 1993 são particularmente importantes devido ao comportamento atmosférico anômalo, quanto ao IOS negativo (Trenberth e Hoar, 1996). A metodologia adotada para a realização desta climatologia foi apresentada por Lejenäs e Okland (1983) e Lejenäs (1984), através de um índice zonal definido no capítulo 3.

A Figura 4.1 apresenta um conjunto dos dias de agosto de 1980 a 1993 em que se obteve o índice negativo na longitude de 180° . A finalidade é mostrar que o índice utilizado para localizar bloqueios é uma ferramenta útil e atende o objetivo deste trabalho. Selecionou-se o ponto de longitude de maior frequência de bloqueios (180°) e um mês arbitrário de inverno (agosto), pois a maior ocorrência de bloqueios acontece nesta estação do ano.

Observa-se na Figura 4.1, as características de um bloqueio, onde ressalta-se a divisão do jato de oeste em dois ramos, cada um transportando uma quantidade significativa de massa, assim como um anticiclone acompanhado de um ciclone no lado equatorial, e uma extensão longitudinal deste evento de aproximadamente 55° .

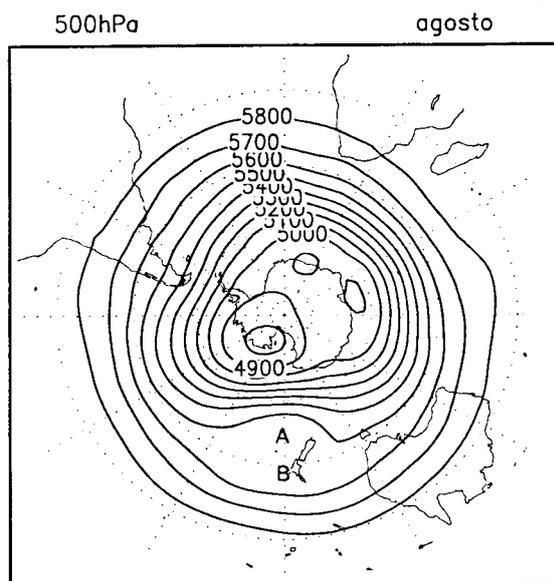


Fig. 4.1 - Média do geopotencial de 500 hPa de todos os dias dos meses de agosto, no período 1980 a 1993, no nível de 500 hPa, em que se obteve o índice $I(\lambda)$ negativo em 180° W.

A Figura 4.2 apresenta a frequência de bloqueios em função da longitude, no período estudado (1980-1993). As regiões de máxima ocorrência de bloqueios são: a região da Austrália e Nova Zelândia (140°W a 140°E), o sudeste do Oceano Pacífico (80°W a 120°W), o Oceano Atlântico (10°W a 70°W) e o Oceano Índico (70°W a 120°E). Exceto a região do sudeste do Oceano Pacífico, as outras três regiões são conhecidas como locais predominantes para atuação de bloqueios (Van Loon, 1956; Lejenäs, 1984). O sudeste do Oceano Pacífico foi identificada como uma nova região de formação de bloqueios, a qual foi também encontrada por Sinclair (1996), mesmo este tendo utilizado um método diferente para localizar bloqueios. Ressalta-se a região da Austrália e Nova Zelândia como a região de máxima frequência de bloqueios e o sudeste do Oceano Pacífico como a região secundária na formação deste fenômeno.

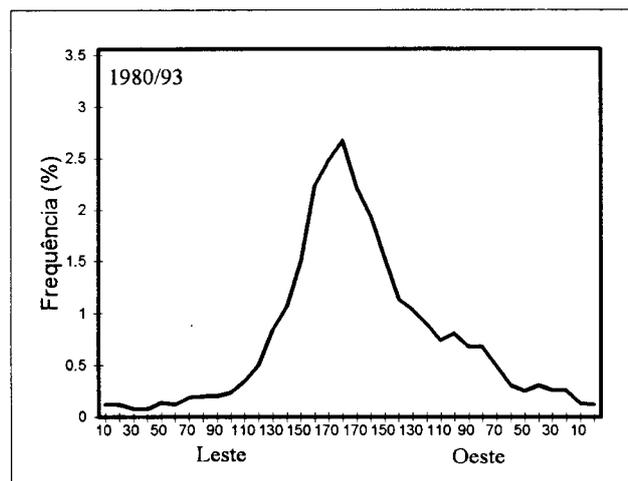


Fig 4.2 - Variação longitudinal da frequência de casos de bloqueios em 500 hPa, no período de 1 de janeiro de 1980 a 31 de dezembro de 1993.

A Figura 4.3 apresenta a variação sazonal de frequência de bloqueios. Os valores da frequência nesta figura é a média de três meses em cada estação. Quanto à ocorrência de bloqueio os resultados obtidos mostram que o inverno (Figura 4.3c), é a estação do ano com maior frequência de bloqueio, e o verão (Figura 4.3a) a de menor. A região sudeste do Oceano Pacífico e o Oceano Atlântico (70°W a 10°E), alcançaram as maiores frequências de bloqueio nas estações de inverno e primavera (Figuras 4.3c e d, respectivamente). O máximo secundário no sudeste do Oceano Pacífico aparece nas três estações, exceto no verão, e este máximo se desloca para leste. Assim, no Outono o máximo é em 130°W, no Inverno em 100°W e na Primavera em 90°W. No Oceano Índico (20°E a 120°E), não notou-se predominância sazonal, a frequência manteve-se relativamente pequena nas quatro estações do ano. No outono e na primavera (Figura 4.3b e 4.3d, respectivamente), também encontrou-se frequências de bloqueio elevadas, na região em torno de 180° de longitude. Entretanto, no inverno a área de maior atuação dos bloqueios no Oceano Pacífico abrange uma maior extensão longitudinal (130°E a 130°W). Encontrou-se os bloqueios mais intensos e duradouros no inverno, na região da Austrália e Nova Zelândia.

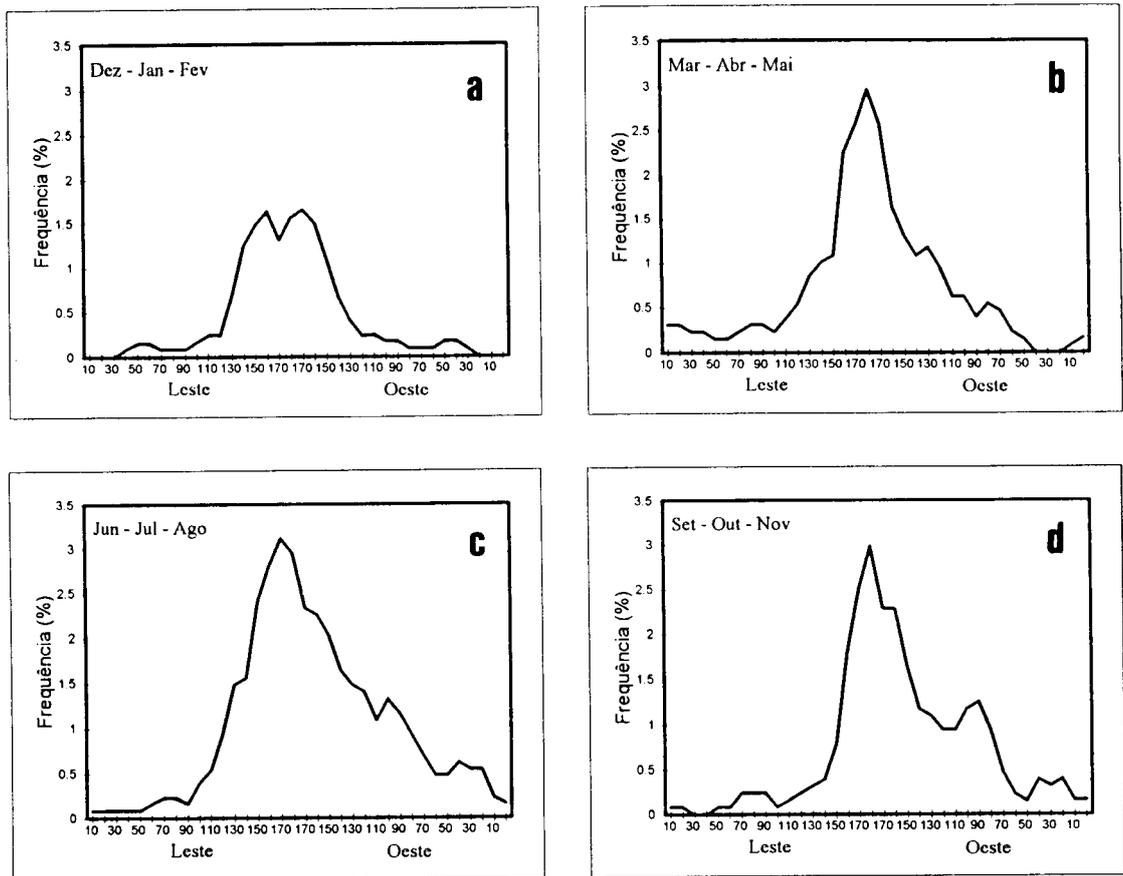


Fig 4.3 - Variação longitudinal da frequência de bloqueios em 500 hPa, para cada estação do ano, período de 1980 a 1993: a) Verão, b) Outono, c) Inverno, d) Primavera.

A Figura 4.4 mostra a frequência média (14 anos) de bloqueios em cada mês. Ressalta-se a preferência de formação de bloqueios na região da Austrália e Nova Zelândia em todos os meses, com uma maior concentração em torno de 180° de longitude, resultado não observado em Lejenäs (1984). A Figura 2 em Lejenäs (1984), apresenta máximos de frequência de bloqueios em torno de 180° de longitude em alguns meses (jan-abr, ago-set e nov-dez), em

outros os máximos ocorrem no leste (jun-jul), ou ainda em dois máximos no leste e no oeste de 180° de longitude (maio), com o mínimo neste ponto longitudinal. Observa-se também que as freqüências de bloqueios encontradas por Lejenäs (1984) são maiores do que as observadas na Figura 4.4. A diferença, quanto a percentagem de freqüência desses resultados, reside no fato que se utilizou a freqüência de números de bloqueios e não o número de dias bloqueados como utilizado por Lejenäs (1984). Outra duas diferenças que devem ser levadas em consideração são, o conjunto de dados e o período utilizados.

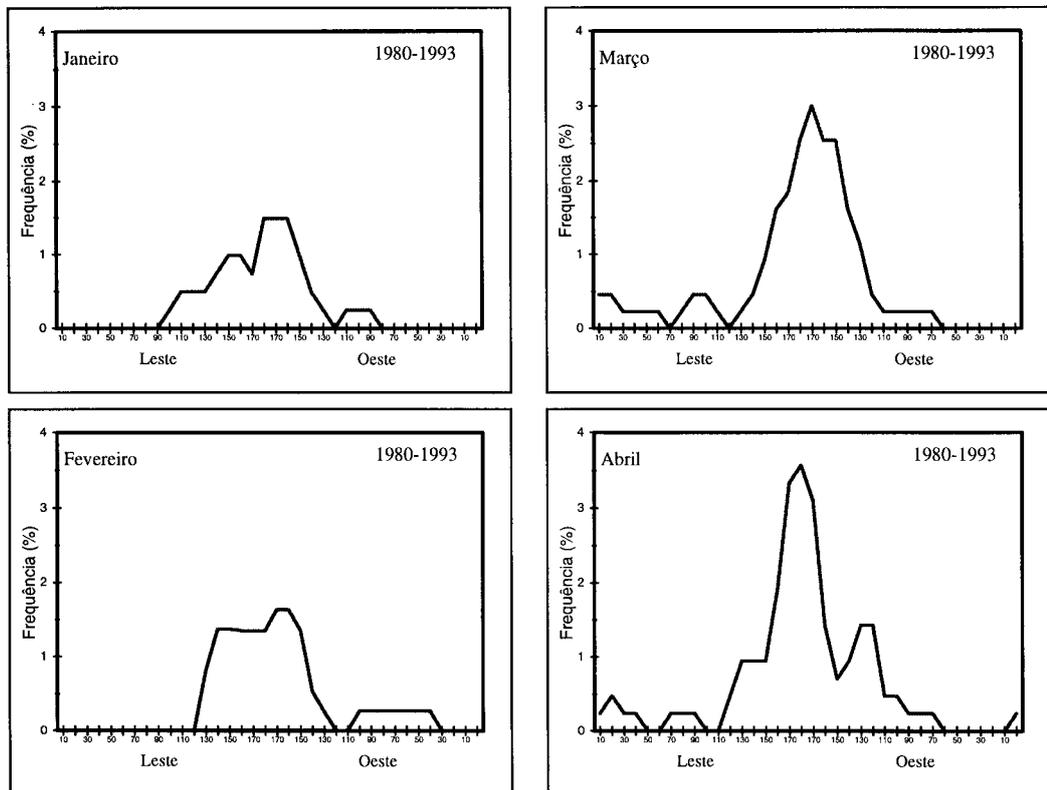


Fig 4.4 - Variação longitudinal da freqüência de bloqueios em 500 hPa, para cada mês do ano, no período de 1980 a 1993.

(continua)

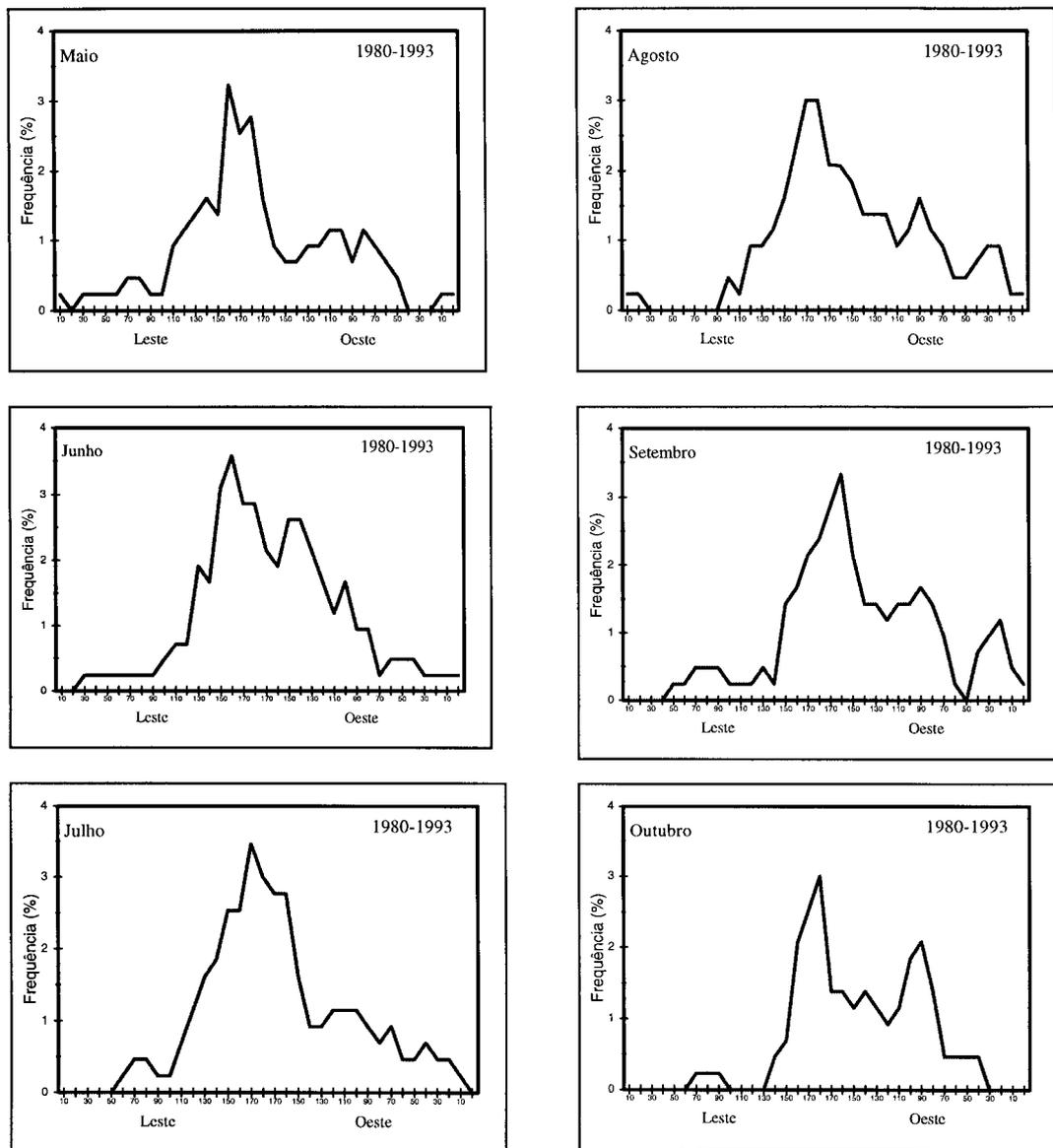


Fig. 4.4 - Continuação.

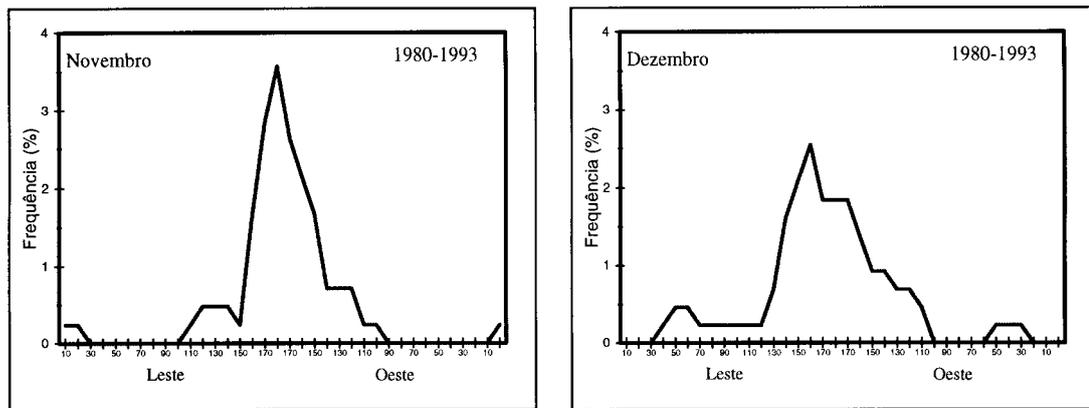


Fig. 4.4 - Conclusão.

As Figuras 4.5a a 4.5d apresentam a variação de um mês para o outro da frequência de bloqueios em todo o globo para os Oceanos Pacífico, Atlântico e Índico, respectivamente. Observa-se na Figura 4.5a que em junho foi o mês com mais eventos de bloqueios, seguido pelos meses de julho e setembro. No Oceano Pacífico (110°E a 80°W) (Figura 4.5b), encontrou-se o máximo de frequência de junho a agosto, e um máximo secundário em março e o mínimo em janeiro e fevereiro. Com frequências bem menores, os Oceanos Atlântico e Índico, apresentam as maiores ocorrências de bloqueios nos meses de setembro e em maio (Figuras 4.5c e 4.5d, respectivamente). Estes resultados concordam qualitativamente com os de Lejenäs (comparar as Figuras 4.5 do presente trabalho com a Figura 4 de Lejenäs), embora a diferença resida na quantidade, pois como já mencionado, Lejenäs utilizou o número de dias bloqueados, e não o número de bloqueios no cálculo da frequência.

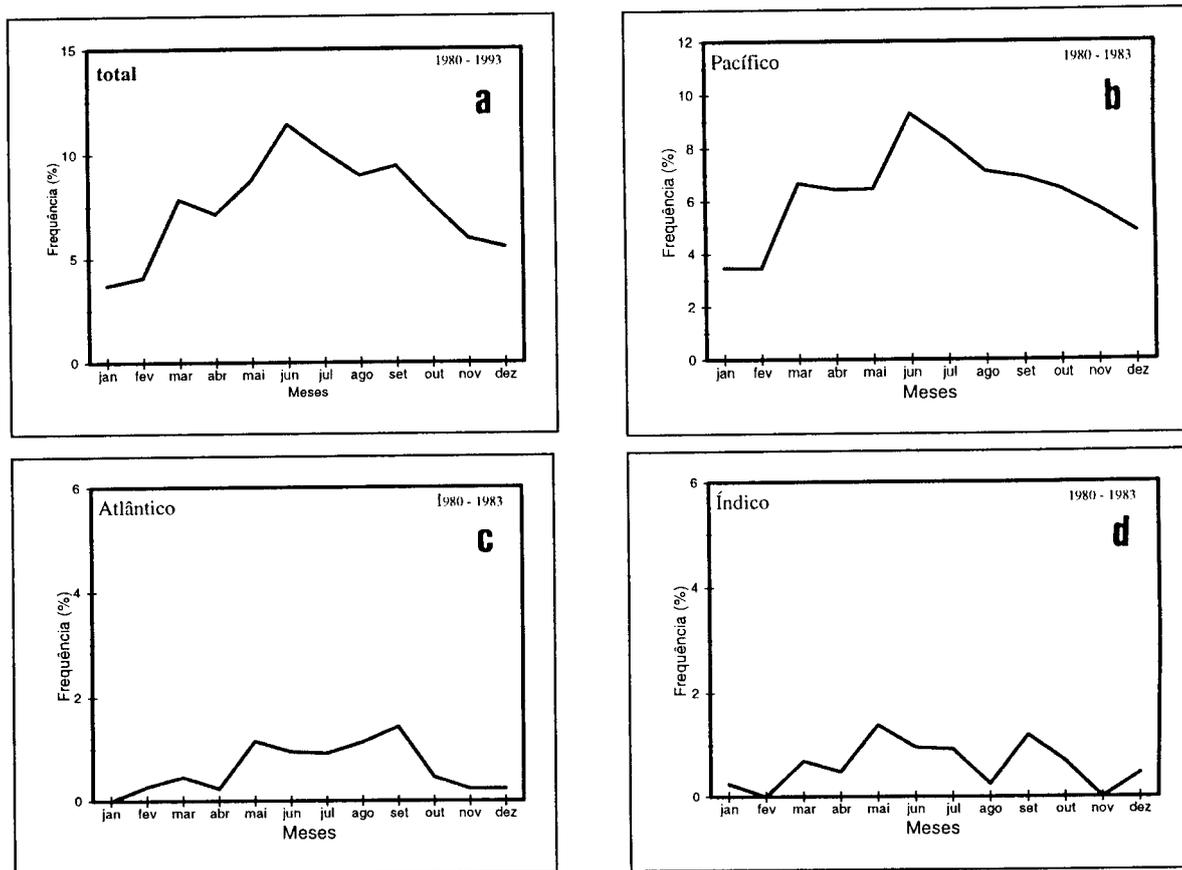


Fig 4.5 - Variação mensal da frequência de bloqueios em 500 hPa, no período de 1980 a 1993: a) Total, b) Oceano Pacífico, c) Oceano Atlântico, d) Oceano Índico.

4.1.1 - Variação Interanual de Frequência de Bloqueios

Nesta secção apresentam-se as variações interanuais da ocorrência de bloqueios, com especial interesse na eventual redução ou aumento de situações de bloqueios em anos caracterizados pelos fenômenos El Niño e La Niña.

Dentre os 14 anos de dados inspecionados, os anos de 1983, de 1987 e de 1990, foram anos em que ocorreu o fenômeno El Niño. Cada registro de ocorrência deste fenômeno possui suas peculiaridades. O El Niño de 1983 foi considerado na literatura como anômalo por sua intensidade, efeitos climáticos globais, e também por seu desenvolvimento inicial anormal (Rasmusson e Wallace, 1983). O El Niño de 1987 foi considerado moderado e se manifestou de modo normal. O terceiro El Niño registrado no período estudado, foi o de 1990 a 1995 (Trenberth e Hoar, 1996), o qual consta na literatura como um El Niño bastante irregular, e o mais longo da história.

Sobre o fenômeno La Niña, sua caracterização é pelo resfriamento das águas do Pacífico leste, na região Equatorial (Halpert e Ropelewski, 1992). A ocorrência desse fenômeno foi registrado em 1984/1985 e em 1988/1989, no período em destaque.

A Figura 4.6 apresenta a variação de frequência de bloqueio em função do tempo para o globo e para cada Oceano separadamente. A análise da Figura 4.6a mostra claramente uma grande variação interanual, ressaltando os anos de 1984 e de 1985 com as maiores frequências de bloqueio, seguidos pelos anos de 1991 e 1992; e em 1990, encontrou-se a menor incidência de bloqueios. No Oceano Pacífico (130°E a 80°W) (Figura 4.6b), a configuração da curva de frequências de bloqueios assemelha-se à Figura 4.6a, devido a predominância bastante acentuada de formação de bloqueios neste Oceano em relação aos Oceanos Atlântico e Índico. Entretanto, os anos com máxima frequência de bloqueio no Oceano Pacífico foram 1984 e 1992. No Oceano Atlântico (70°W a 10°E) (Figura 4.6c),

observa-se que não houve registro de situações de bloqueios em 1982, ocorrendo o máximo nos anos de 1983 a 1986, e um mínimo em 1987. Em 1990 não houve registro de formação deste fenômeno. O ano de maior frequência de bloqueios no Oceano Índico (20°E a 120°E) (Figura 4.6d) foi 1986 seguido pelos anos de 1983, de 1985 e de 1991. Ressalta-se que as variações interanuais são dominantes no Oceano Pacífico e menores nos Oceanos Atlântico e Índico. Na Figura 4.6a, pode-se observar que as menores frequências ocorreram em 1980, 1982-1983, 1988, 1990 e 1993; e as maiores ocorreram em 1984-1986 e 1991-1992.

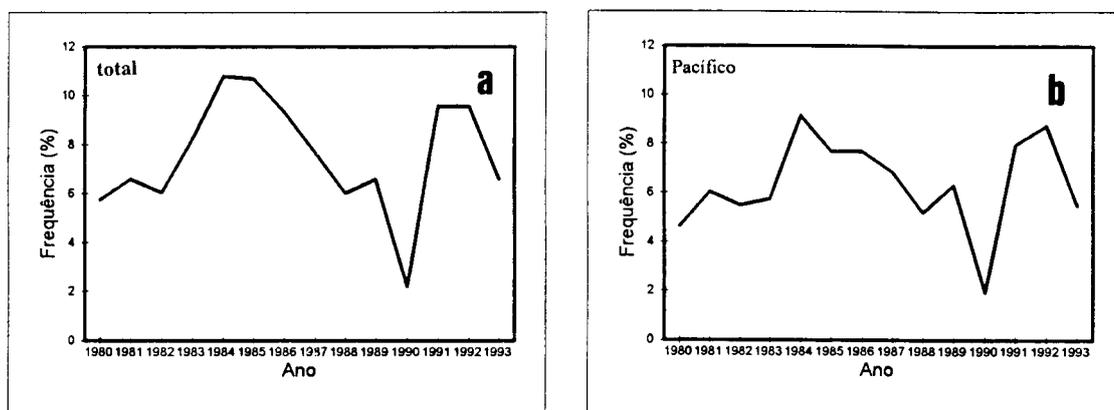


Fig 4.6 - Variação interanual de frequência de bloqueios em 500 hPa: a) total, b) Oceano Pacífico, c) Oceano Atlântico, d) Oceano Índico.

(continua)

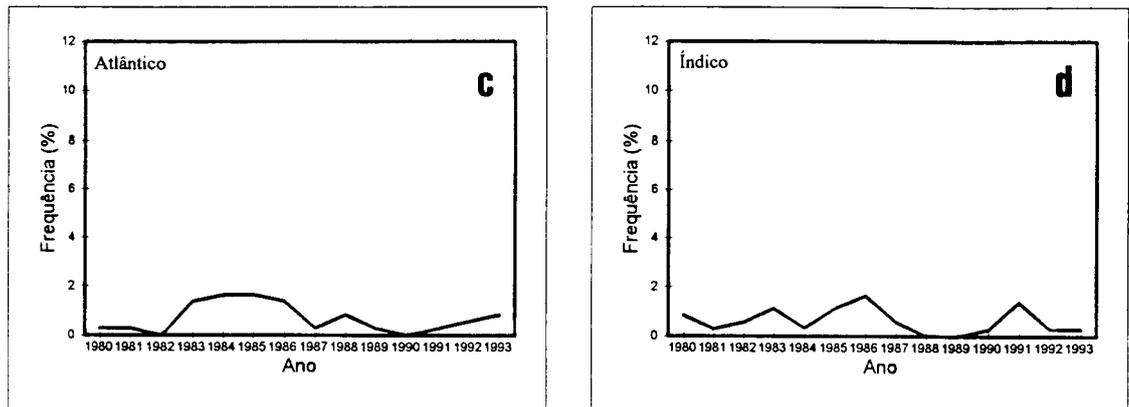


Fig. 4.6 - Conclusão.

A Figura 4.7 mostra a média de 12 meses de frequência (em percentagem) de bloqueios para cada ano. Esta Figura sugere que a variação longitudinal é diferente de um ano para outro, embora a região de máxima ocorrência de bloqueios ocorra na região da Austrália e Nova Zelândia em todos os anos. A menor frequência de bloqueio no HS ocorreu no ano de 1990. Nota-se que, de um modo geral, há uma diminuição de bloqueios durante os anos em que ocorreram o El Niño, e uma elevada frequência de bloqueios durante os anos em que houve o fenômeno La Niña, na região de maior ocorrência deste fenômeno (leste da Austrália).

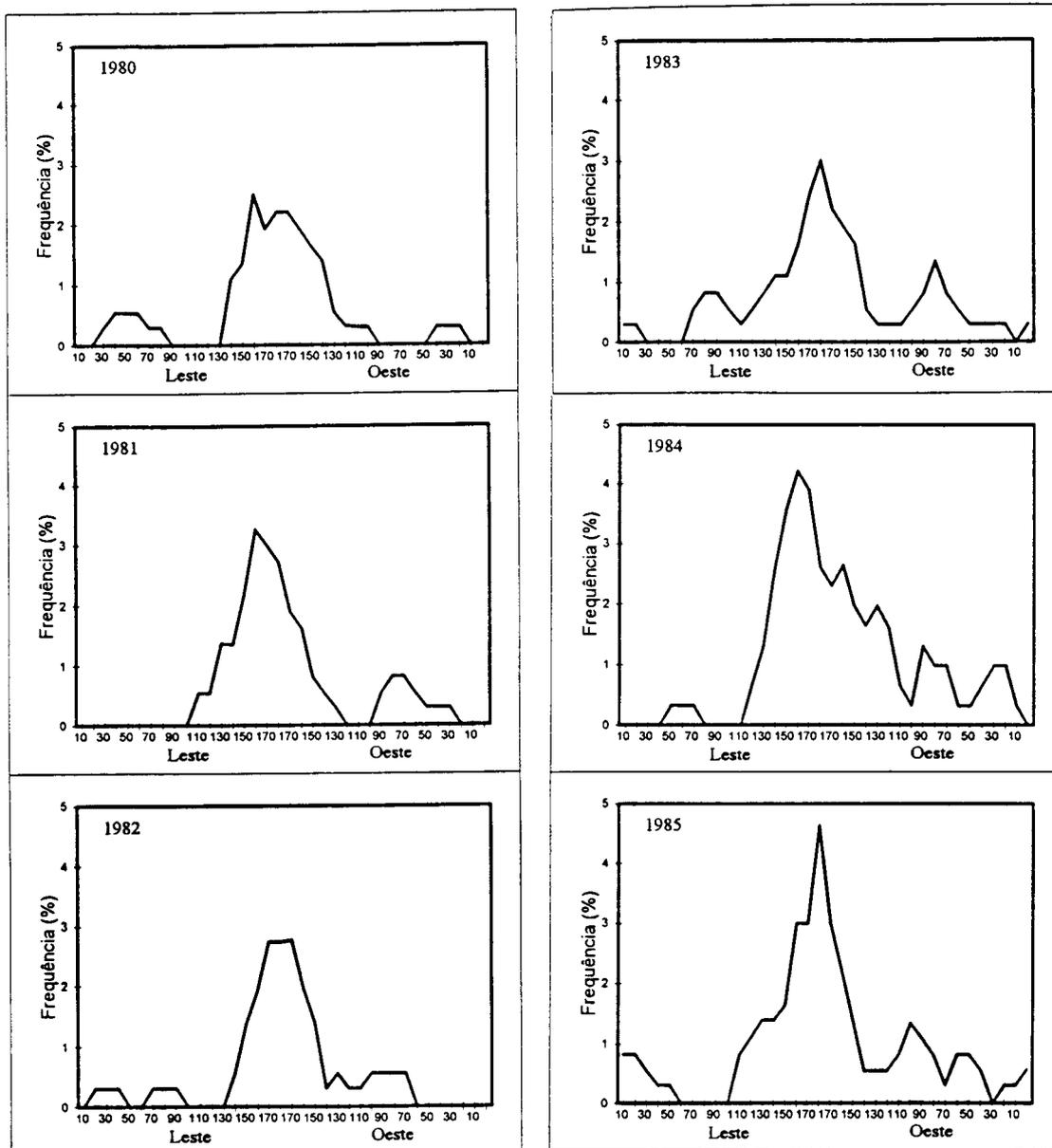


Fig 4.7 - Variação longitudinal de frequência de bloqueios em 500 hPa, para cada ano separadamente, no período de 1980 a 1993.

(continua)

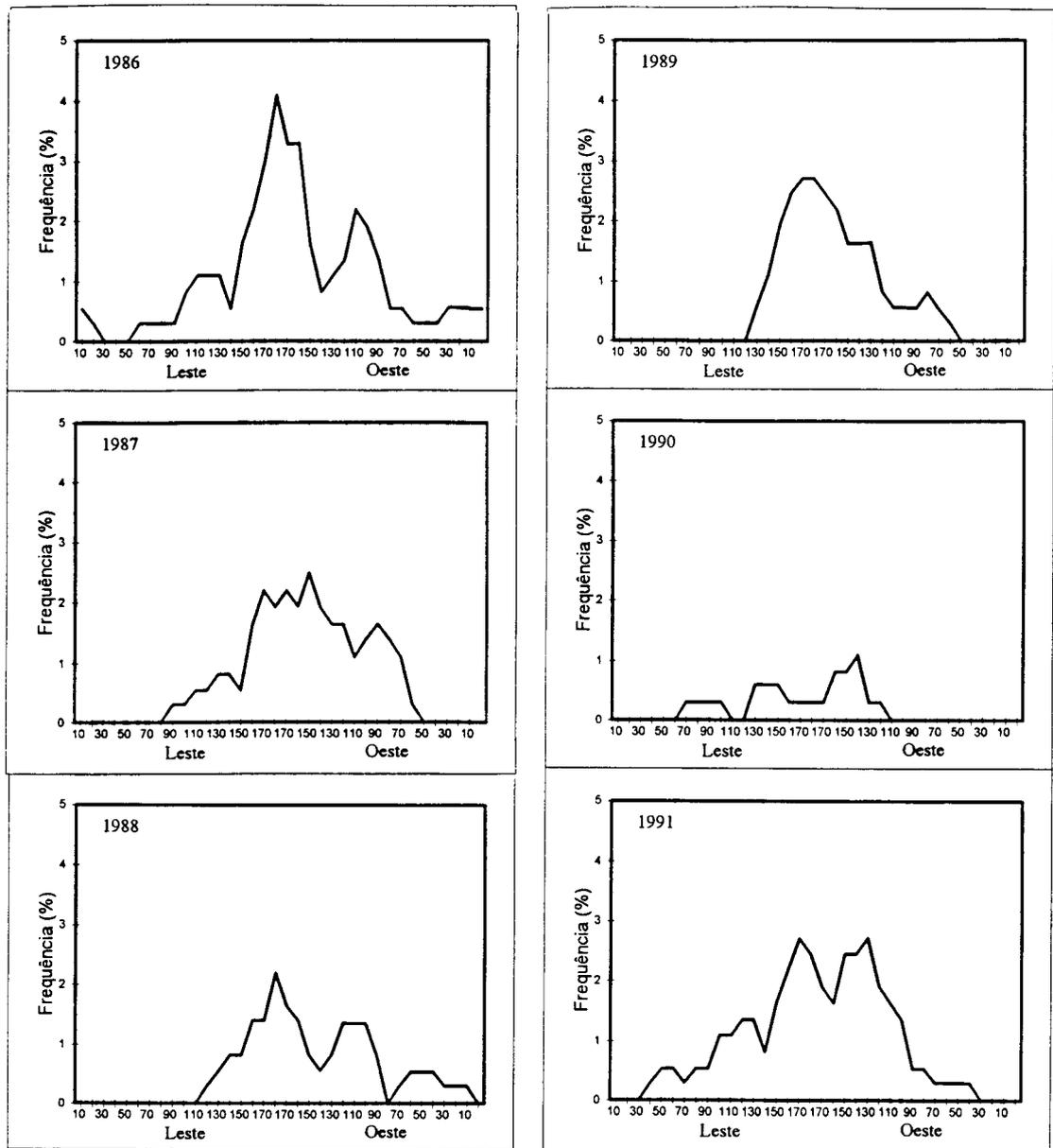


Fig. 4.7 - Continuação.

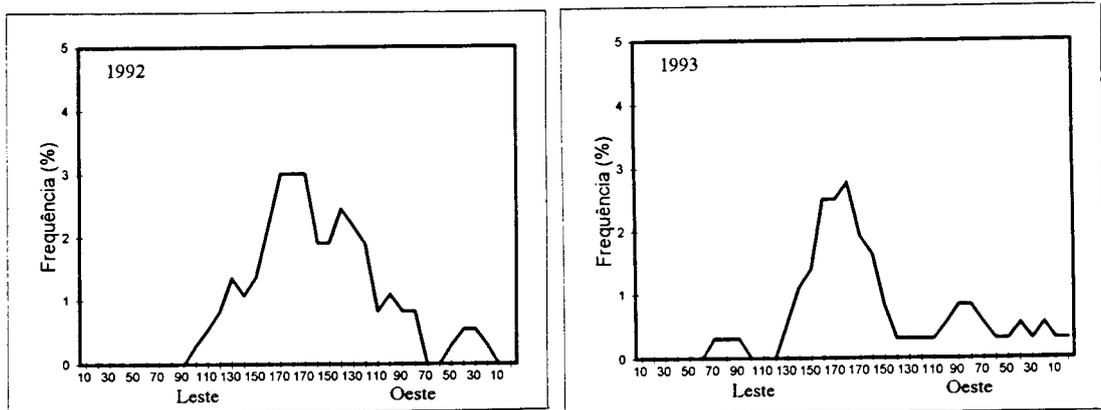


Fig. 4.7 - Conclusão.

A Figura 4.8 ressalta a diferença relativa em anos de El Niño e anos de La Niña, considerando-se a frequência de bloqueios. Esta figura mostra a frequência média de bloqueios para os três anos de El Niño (1983, 1987 e 1990) e os três anos La Niña (1984, 1985 e 1989). A análise dessa Figura mostra que a frequência de bloqueios nos anos de La Niña é maior do que aquela nos anos de El Niño. Na região em que há a maior concentração de bloqueios, em torno de 180°, o valor de frequência nos anos de La Niña é superior ao dobro da frequência nos anos de El Niño. O segundo máximo, próximo à costa oeste da América do Sul, não se observa mudanças da frequência entre estes dois períodos. Na região do Oceano Índico há um aumento na frequência de bloqueios durante os anos de El Niño em relação aos anos de La Niña. Entretanto, a diferença mais acentuada entre estes dois períodos é na região da Austrália e Nova Zelândia.

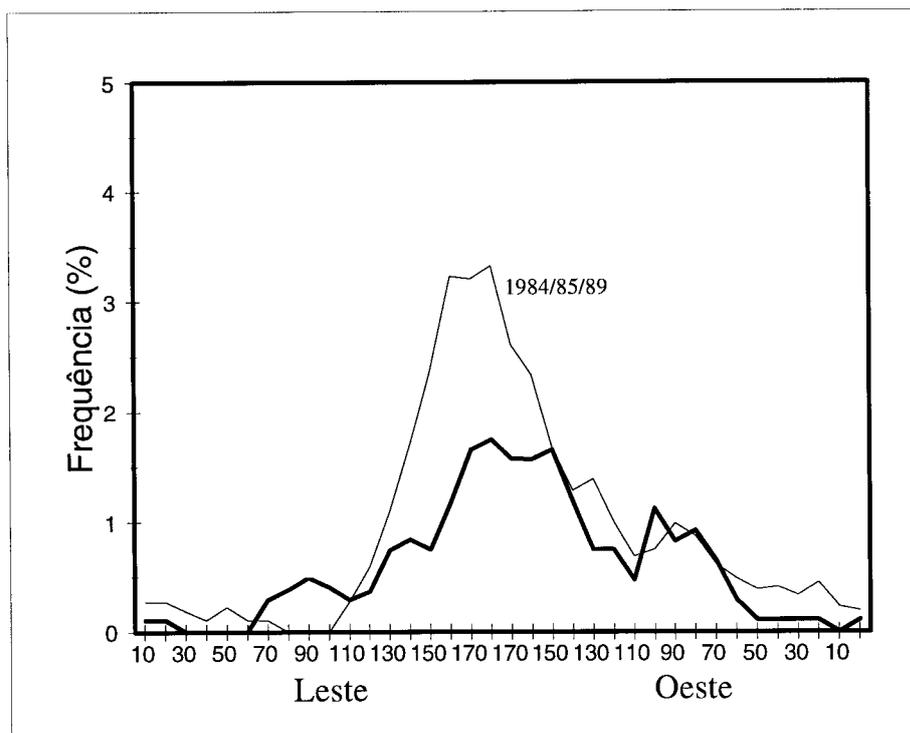


Fig 4.8 - Variação longitudinal de freqüência de bloqueio em três anos de El Niño (1983/87/90) e três anos de La Niña (1984/85/89), em 500 hPa.

A escolha dos anos de 1983, de 1987 e de 1990, partiu do princípio que foram anos em que ocorreu o fenômeno El Niño, como registrado na literatura, e reduzidas freqüências de bloqueios. Este esclarecimento, deve-se ao fato, que o El Niño irregular de 1990 a 1995 (Trenberth e Hoar, 1996), o ano de 1990 foi selecionado por ser o ano de menores freqüências de bloqueio.

4.2 - CARACTERÍSTICA DA ATMOSFERA RELEVANTES AO FENÔMENO BLOQUEIO

4.2.1 - Vento Zonal

A Figura 4.9 apresenta a distribuição do vento zonal no nível de 500 hPa, para o ano de 1982, na estação do inverno. Observa-se nesta figura que o cinturão de ventos mais intenso espirala em direção ao pólo no sentido horário, começando no leste da Austrália nas latitudes baixas, terminando aproximadamente na mesma longitude em torno de 60°S, depois de passar em torno do hemisfério. Uma situação similar é evidente no inverno do Hemisfério Norte (Palmén e Newton, 1969). As regiões onde o final, da principal corrente de jato se sobrepõe ao início desta, no nordeste do Oceano Atlântico no HN, e sudeste da Austrália no HS, são identificadas como as longitudes de maiores frequências de bloqueio nos respectivos hemisférios (Van Loon, 1964). Tomou-se o inverno de 1982 com exemplo, devido a espiral mais regular dentre os 14 invernos analisados.

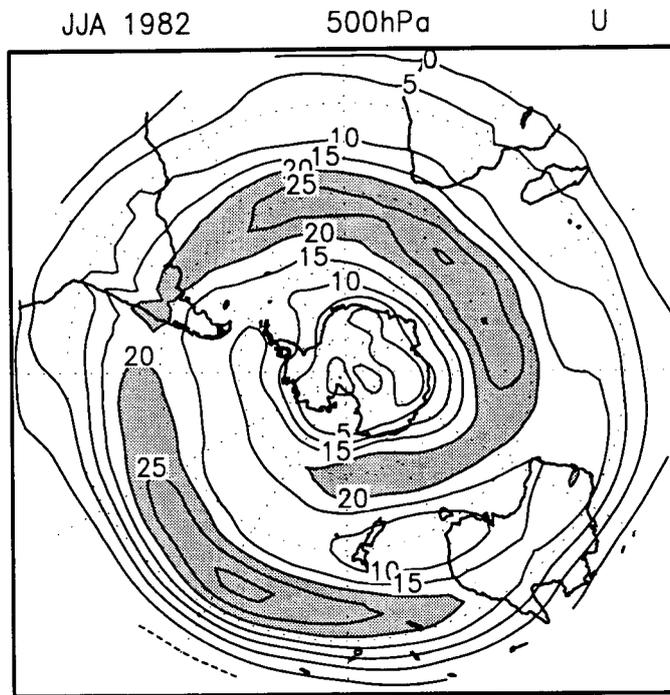


Fig 4.9 - Média de junho, julho e agosto de 1982 do vento zonal em 500 hPa, em ms^{-1} . Áreas que excedem 20 ms^{-1} são sombreadas.

A Figura 4.10 e 4.11 apresentam a distribuição climatológica do vento zonal no verão e inverno do HS, respectivamente. Observa-se que nas regiões dos Oceanos Atlântico e Índico o vento zonal é aproximadamente constante. O vento mais forte nessa região (45°S - 50°S), não varia de intensidade do verão para o inverno (Figuras 4.10 e 4.11, respectivamente), entretanto, no Oceano Pacífico ocorrem as maiores mudanças de intensidade do vento zonal de uma estação para outra.

DJF 1980/81 a 1992/93 500hPa U

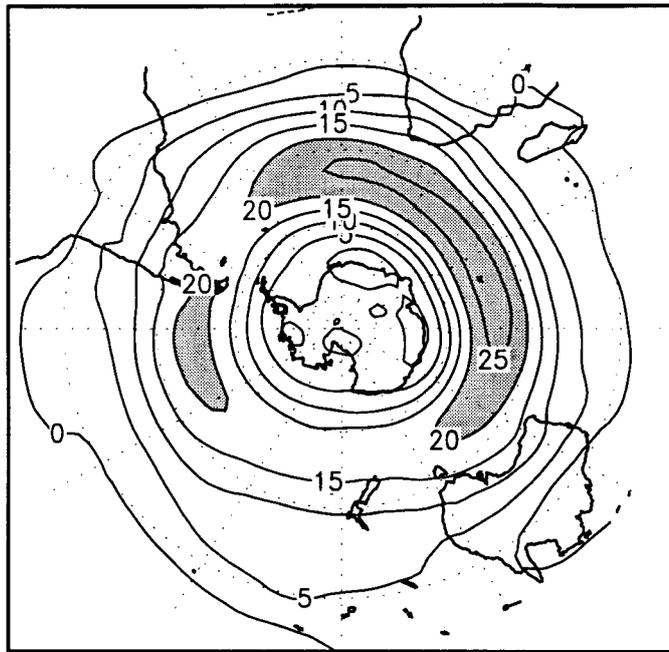


Fig 4.10 - Média de dezembro, janeiro e fevereiro do vento zonal em 500 hPa, de 1980/1981 a 1992/1993, em ms^{-1} . Áreas que excedem 20ms^{-1} são sombreadas.

Segundo Trenberth (1982), esta mudança na região do Oceano Pacífico está associada ao desenvolvimento do jato subtropical no inverno, que atinge velocidades superiores que 50ms^{-1} em 200 hPa. A Figura 4.11 apresenta a climatologia do vento zonal de inverno em 14 anos de dados. Observa-se que nas latitudes médias do HS, os ventos mais fracos são encontrados na região da Nova Zelândia, com uma bifurcação do jato de oeste no sul da Austrália na estação de inverno (Figura 4.11). Portanto, enfatiza-se que, a característica climatológica do vento zonal é um dos mecanismos importantes quanto a predominância dos bloqueios no sudeste da Austrália na estação do inverno. Assim, perto da Nova Zelândia, região onde há a sobreposição dos dois jatos, é favorável à formação de bloqueios (Van Loon, 1964; Palmén e Newton, 1969; Trenberth, 1984).

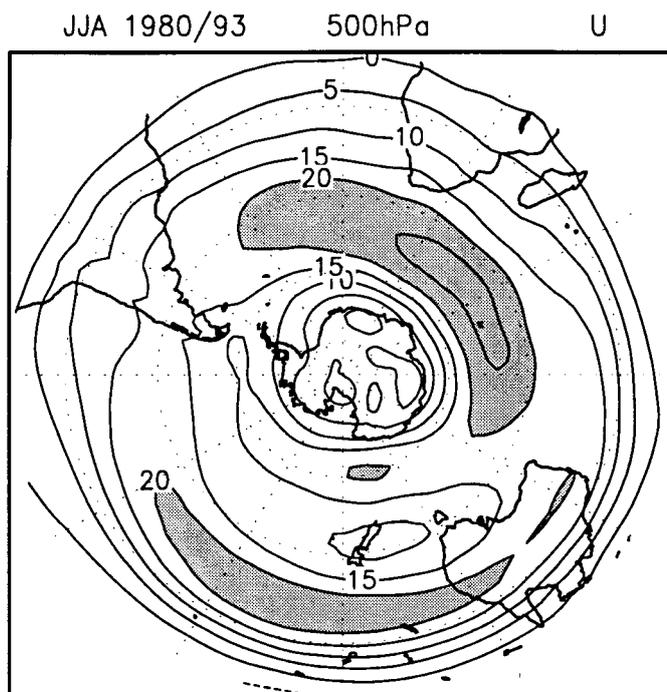


Fig 4.11 - Média de junho, julho e agosto do vento zonal em 500 hPa, de 1980 a 1993, dado em ms^{-1} . Áreas que excedem 20 ms^{-1} são sombreadas.

A Figura 4.12a e 4.12b mostram a distribuição média do vento zonal no inverno, em três anos de El Niño e em três anos de La Niña, respectivamente. Observa-se a configuração de uma espiral em ambos os períodos, e a sobreposição do jato polar em relação ao jato subtropical não é observado em anos de El Niño. A sobreposição dos dois jatos em torno de 180° de longitude é claramente observado em anos de La Niña. Assim, a configuração do vento zonal em anos de La Niña favorece a formação de bloqueios nesta região.

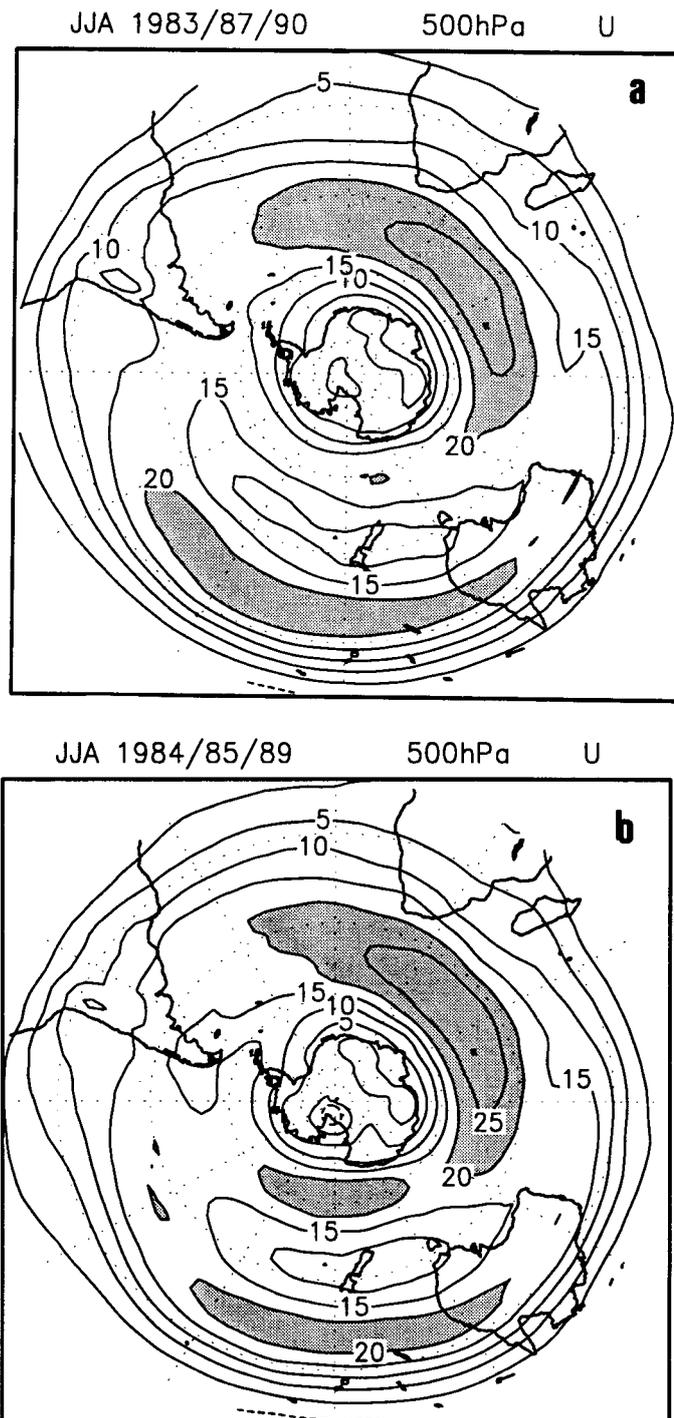


Fig 4.12 - Média de junho, julho e agosto do vento zonal em 500 hPa de: a) três anos de El Niño (1983/87/90), b) três anos de La Niña (1984/85/89), dadas em ms^{-1} . Áreas que excedem 20 ms^{-1} são sombreadas.

Para uma justificativa adicional desta diferença examinou-se o vento zonal em dois anos de contraste, inverno de 1985, e o de 1990, apresentados nas Figuras 4.13a e 4.13b, respectivamente. O ano de 1985 apresenta a maior frequência de bloqueios, e 1990 a menor. Nota-se nitidamente a presença do jato polar no sul da Nova Zelândia no inverno de 1985, com uma forte bifurcação do jato no sul da Austrália, característica não observada no inverno de 1990. Ressalta-se a grande importância das variações sazonal e interanual da configuração padrão do vento zonal na formação de bloqueio na região do Oceano Pacífico.

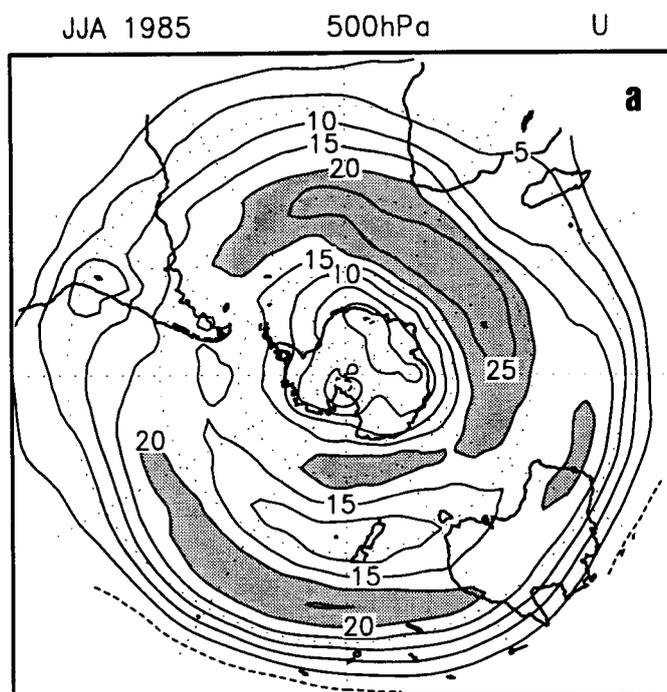


Fig 4.13 - Média de junho, julho e agosto do vento zonal em 500 hPa de: (a) 1985, (b) 1990, dadas em ms^{-1} . Áreas que excedem 20 ms^{-1} são sombreadas. (continua)

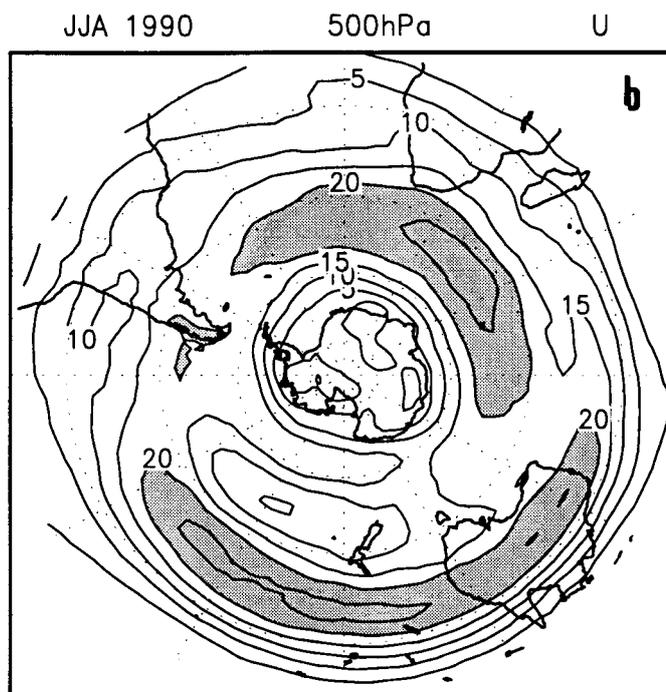


Fig 4.13 - Conclusão

4.2.2 - Desvio Padrão da Altura Geopotencial em 500 hPa

Uma importante característica que indica a presença do bloqueio, segundo Trenberth (1986a) e Liu (1994), é a região de desvio padrão de altura geopotencial máxima, $\sigma(z)$, localizada em torno de 60° de latitude (ver capítulo 3). O desvio padrão de altura geopotencial de 500 hPa em 14 invernos é ilustrado na Figura 4.14. A análise dessa Figura mostra três centros de anomalias de altura geopotencial: no Oceano Atlântico, no Oceano Pacífico e no Oceano Índico. Entretanto, no Oceano Pacífico há dois centros na região de $\sigma(z)$ máximo, localizados nas duas áreas predominantes de atuação de bloqueios: sul da Nova Zelândia e próximo à costa oeste da América do Sul. Segundo Trenberth (1981, 1982) e Trenberth e Mo (1985), o centro climatológico de máximo $\sigma(Z)$, localizado ao sul da Nova Zelândia (Figura 4.14), está associado com o fenômeno

bloqueio, e o centro de variância de altura geopotencial máximo encontrado no Oceano Índico está associado com os distúrbios transientes de comprimento de ondas curtas.

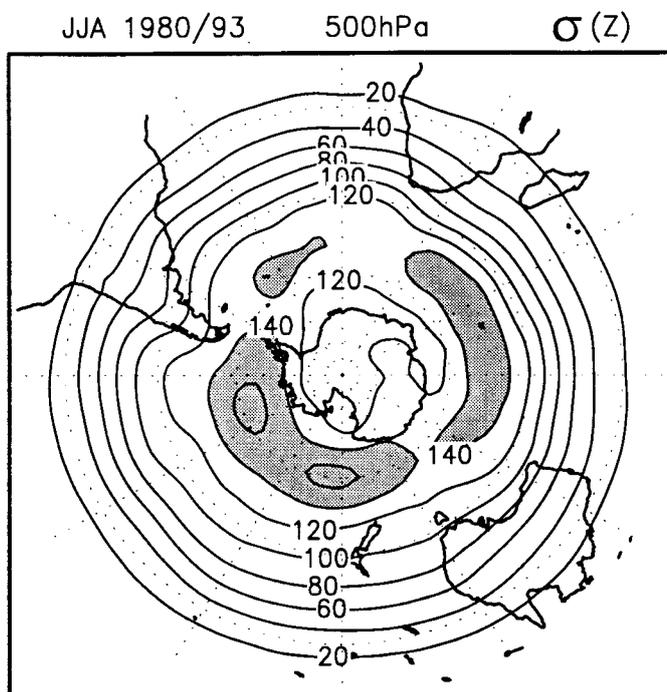


Fig 4.14 - Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, $\sigma(Z)$, de 1980 a 1993, dadas em mgp. Áreas que excedem 140 mgp são sombreadas.

As Figuras 4.15a e 4.15b mostram o desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, no inverno, para os três anos de El Niño e os três anos de La Niña, respectivamente. Observa-se uma faixa estreita de máximo $\sigma(Z)$ concentrada em torno de 60°S no Oceano Pacífico, e o centro mais intenso, situado no sul da Nova Zelândia, nos anos de La Niña. Em anos de El Niño esta faixa abrange uma área latitudinal maior (50°S a 70°S) com intensidade menor. Segundo Blackmon et al. (1986) e Dole (1986), a atividade

dos distúrbios transientes são fracos perto do centro do bloqueio e são máximos no lado polar deste.

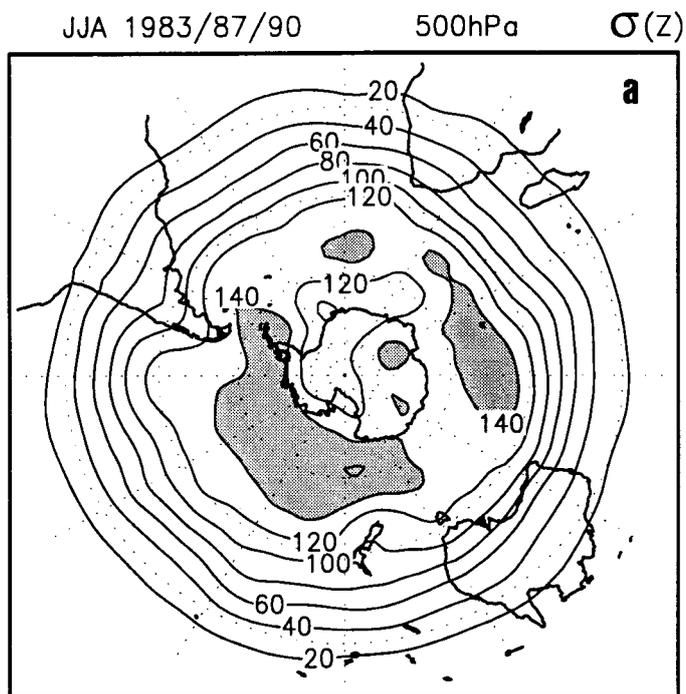


Fig 4.15 - Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, $\sigma(Z)$, de: a) três anos de El Niño (1983/87/90), b) três anos de La Niña (1984/85/89), dadas em mgp. Áreas que excedem 140 mgp são sombreadas.

(continua)

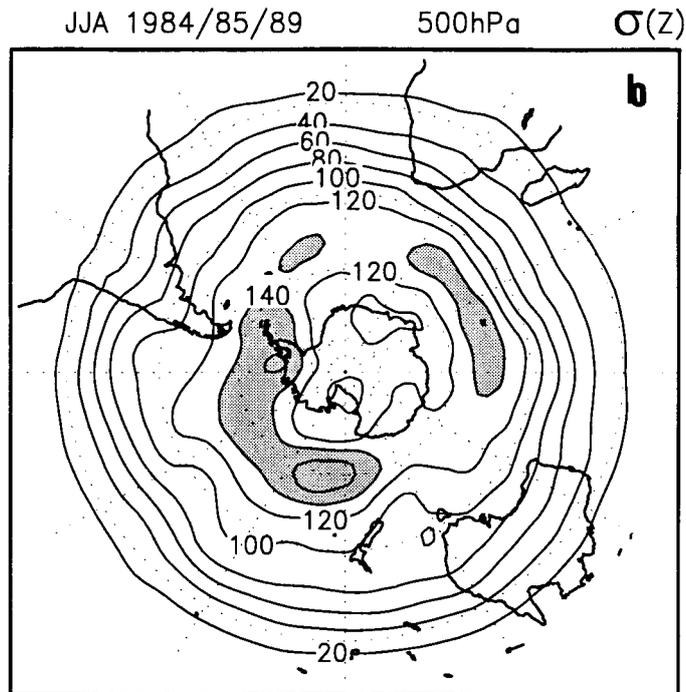


Fig 4.15 - Conclusão.

Para enfatizar esta diferença, apresenta-se o desvio padrão, no inverno, em dois anos de contraste, 1985 e 1990 (Figuras 4.16a e 4.16b, respectivamente). Em 1985 e 1990 são anos em que houve a maior e a menor frequência de bloqueios, respectivamente. No inverno de 1985 (Figura 4.16a), os centros de anomalias positivas no Oceano Pacífico são mais intensos e situam-se em torno de 60°S nas longitudes de 180° e 90°W . Entretanto, no inverno de 1990 (Figura 4.16b), os distúrbios acompanham o vento de oeste, sem o desvio para o pólo, mostrando que neste inverno houve uma reduzida frequência de bloqueios. Segundo Liu (1994), as anomalias positivas devem estar centradas em torno de 60°N para estar relacionada com o fenômeno bloqueio, e este centro é devido aos desvios do jato e dos distúrbios transientes, em direção ao pólo devido à formação do anticiclone de bloqueio em torno de 50°N .

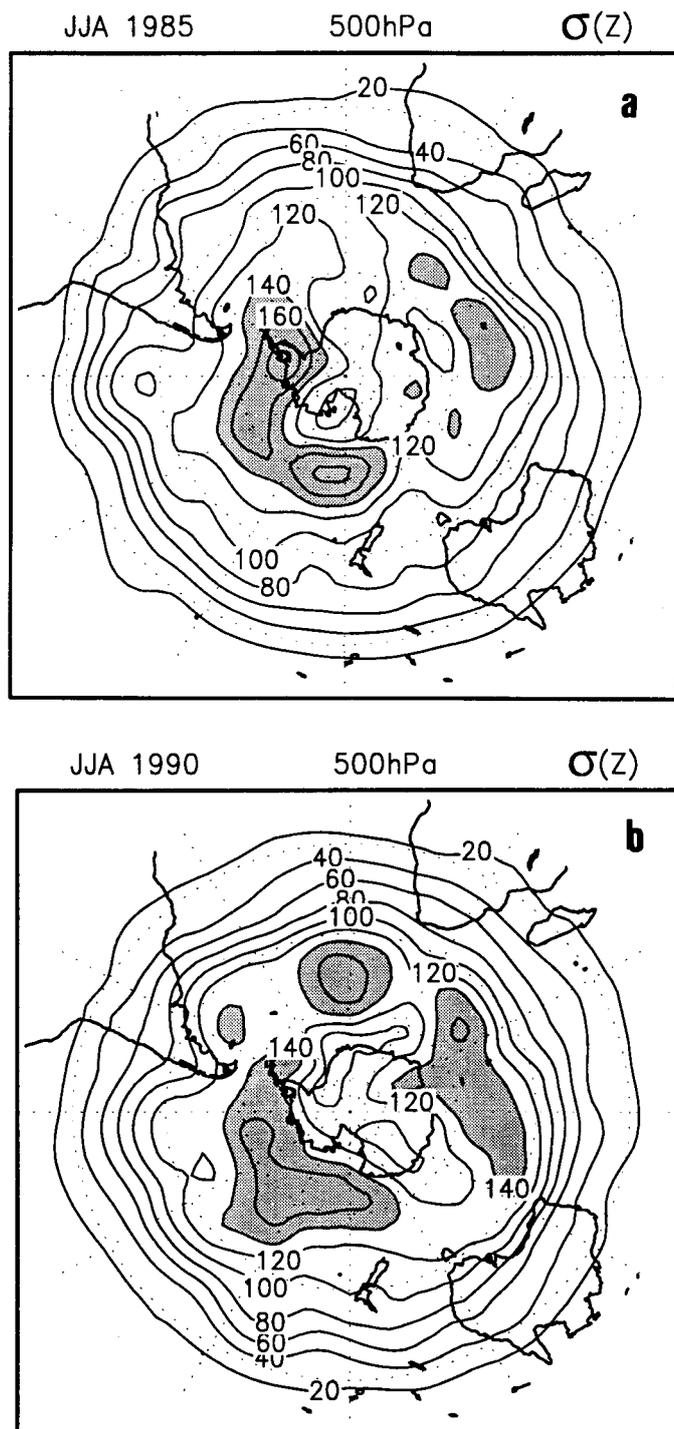


Fig 4.16 - Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, $\sigma(Z)$, de: a) 1985, b) 1990, dadas em mgp. Áreas que excedem 140 mgp são sombreadas.

Mak (1991), em um estudo sobre bloqueio, sugeriu a divisão temporal dos distúrbios transientes nas componentes de alta frequência (1-7 dias) e componente intrasazonal (7-61 dias). As Figuras 4.17a 4.17b mostram o desvio padrão na banda dos distúrbios de alta frequência para três anos de El Niño e três anos de La Niña, respectivamente. Observa-se nesta figura, uma configuração similar em anos de El Niño e anos de La Niña, sem grandes diferenças.

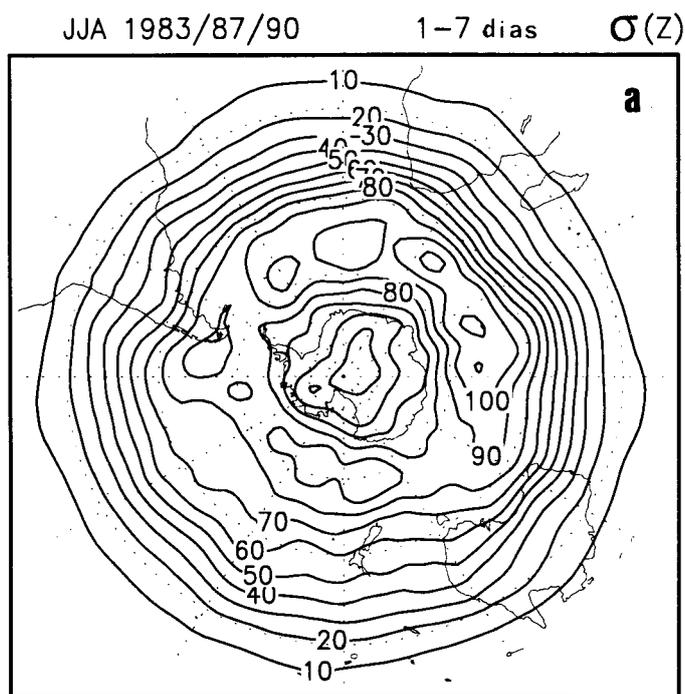


Fig 4.17 - Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, $\sigma(Z)$, filtrado (1-7 dias) de: a) três anos de El Niño (1983/87/90), b) três anos de La Niña (1984/85/89), dadas em mgp.

(continua)

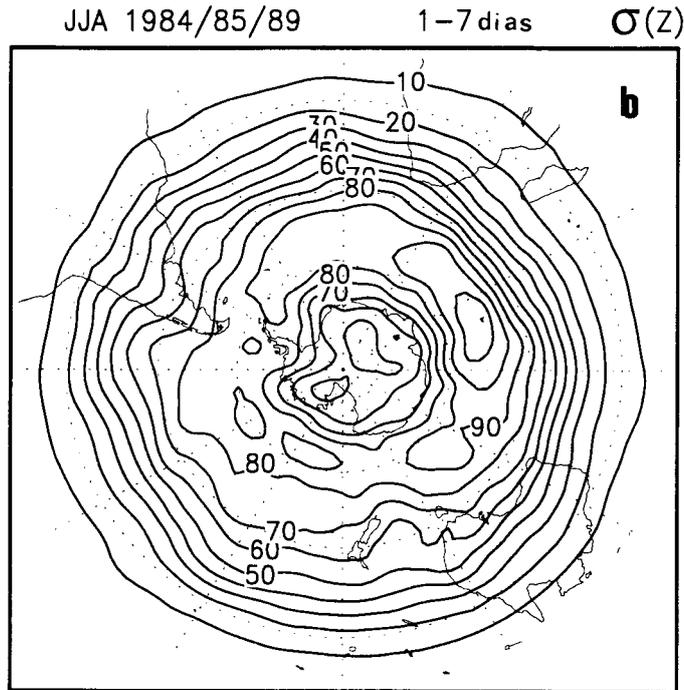


Fig. 4.17 - Conclusão.

As Figuras 4.18a e 4.18b apresentam o desvio padrão da componente intrasazonal (7-61 dias) para três anos de El Niño e três anos de La Niña, respectivamente. Nos anos de La Niña (Figura 4.18b), há um máximo de $\sigma(Z)$ no sudeste da Nova Zelândia. Isto mostra que a componente intrasazonal domina esta região, enquanto que, em anos de El Niño (Figura 4.18a), esse centro se estende no Oceano Pacífico e o centro de máximo $\sigma(Z)$ no Oceano Índico é mais concentrado. Observa-se um centro de $\sigma(Z)$ máximo no sul da América do Sul nas duas Figuras (4.18a e 4.18b). Pode-se assim confirmar que os centros máximos de $\sigma(Z)$ localizados ao sul da Nova Zelândia e no sul da América do Sul estão relacionados ao desvio de jato e dos distúrbio transientes, devido a formação de anticiclones de bloqueio nestas

regiões. Enquanto que no Oceano Índico este centro está relacionado à trajetória dos distúrbios de pequena escala ("Storm Track").

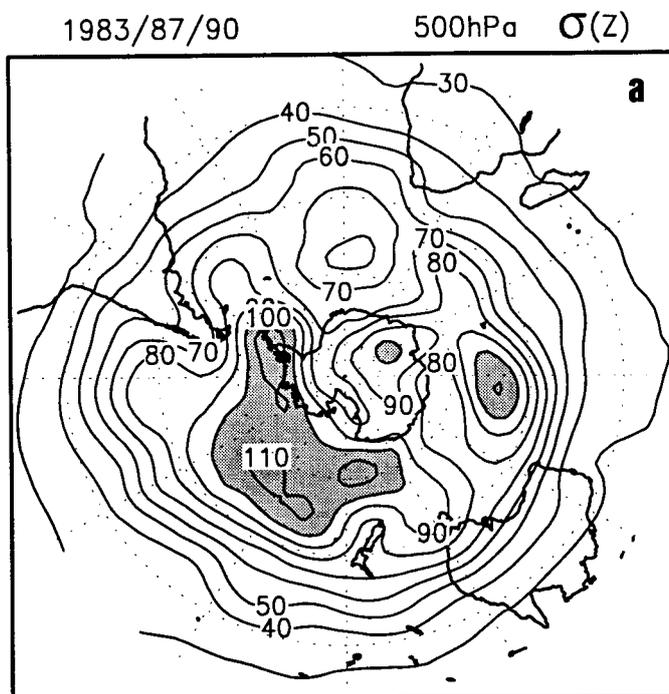


Fig 4.18 - Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, $\sigma(Z)$, filtrado (7-61 dias) de: a) três anos de El Niño (1983/87/90), b) três anos de La Niña (1984/85/89), dadas em mgp. Áreas que excedem 100 mgp são sombreadas.

(continua)

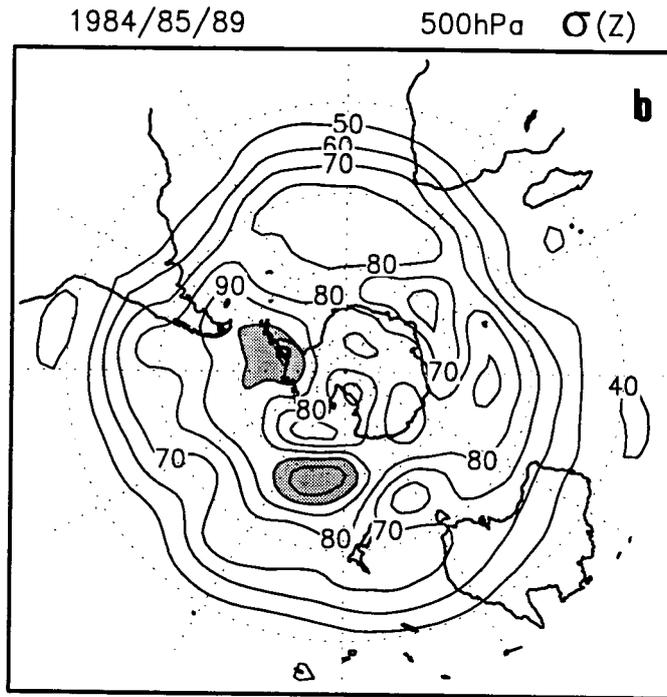


Fig. 4.18 - Conclusão.

A Figura 4.19 mostra o desvio padrão em dois anos de contraste, 1985 e 1990. Durante o inverno de 1985, há um centro máximo no sudeste da Nova Zelândia, que não é observado no inverno de 1990, estação com o mínimo de bloqueios atmosféricos. Assim, a diferença encontrada em anos de El Niño e La Niña é a ocorrência de um centro máximo de desvio padrão no sudeste da Nova Zelândia que está relacionado à componente intrasazonal, que no caso é o fenômeno bloqueio. A importância da componente intrasazonal e sua interação com a componente sazonal no transporte de energia durante o bloqueio foi mencionado por Mak (1991).

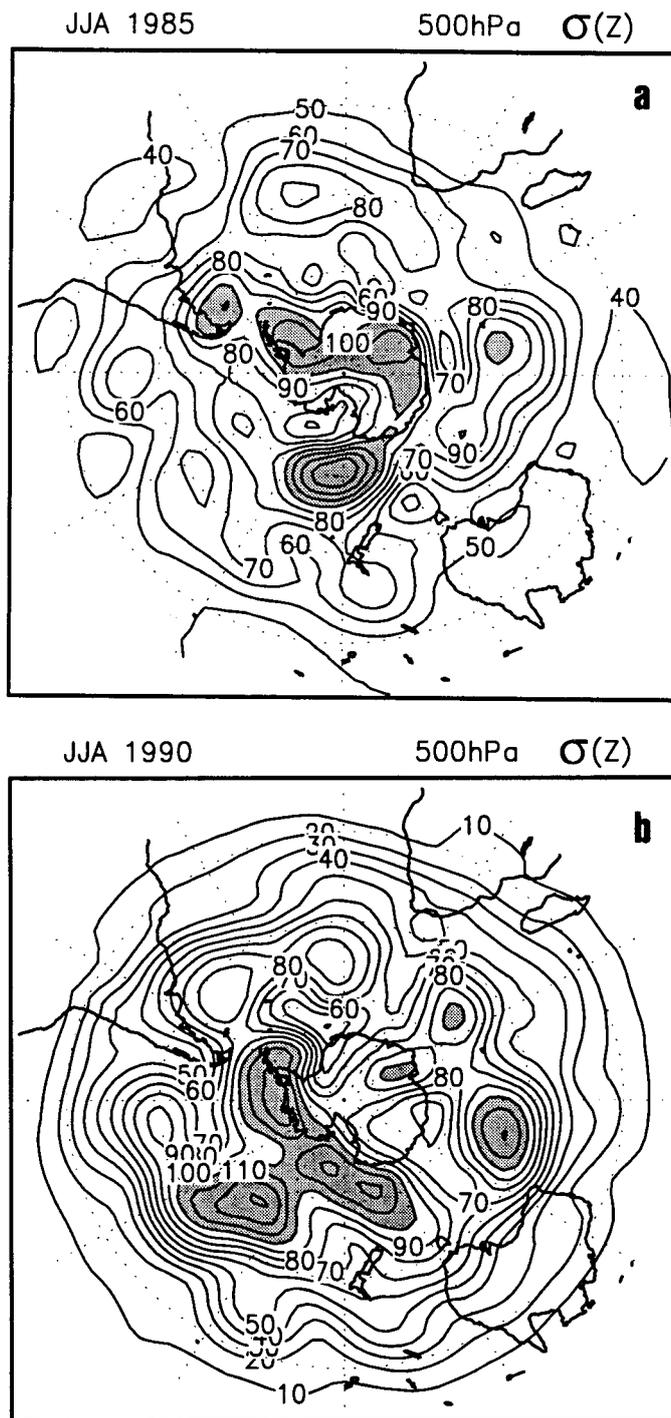


Fig 4.19 - Média de junho, julho e agosto do desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, $\sigma(Z)$, filtrado (7-61 dias) de: a) 1985, b) 1990, dada em mgp. Áreas que excedem 100 mgp são sombreadas.

4.3 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Nigam e Lindzen (1989), Tibaldi e Molteni (1990) e Da Silva e Lindzen (1993), mostraram que a formação de bloqueio está associada com amplificação de ondas estacionárias no HN. Essas ondas são geradas por efeitos da orografia e contraste térmico entre o continente e o oceano. Nas latitudes médias do HS, as assimetrias orográficas são mais reduzidas do que no HN, encontrando-se apenas no sul da América do Sul e no sul da ilha de Nova Zelândia. As grandes massas continentais no HS são em menor proporção, quando comparada com as do HN. Entretanto, desempenham um papel importante na localização das altas subtropicais, segundo Simmonds e Lin (1983), enquanto que a forçante orográfica não afeta significativamente a localização destes anticiclones.

Segundo Tokioka e Noda (1986), a orografia e o contraste térmico possuem similar magnitude no HN, quanto ao papel que desempenham na geração de ondas estacionárias de grande escala, enquanto que no Hemisfério Sul, a forçante orográfica é substancialmente mais fraca do que a forçante térmica. Estas ondas, principalmente as geradas por orografia, são sensíveis à pequenos desvios do jato subtropical no HN (Nigam e Lindzen, 1989 e DaSilva e Lindzen, 1993). Com desvio desse jato para o equador, cresce a amplitude dessas ondas estacionárias, favorecendo a formação de bloqueio. Quando o desvio do jato é para o pólo, diminui a amplitude dessas ondas e prevalece o vento zonal intenso. Segundo Liu (1994), tanto bloqueio quanto vento zonal intenso nas médias latitudes são anomalias de baixa frequência, mas com sinais opostos. A onda zonal

quasi-estacionária 1, domina o campo de altura geopotencial na troposfera e estratosfera no HS (Quintanar e Mechoso, 1995a, 1995b), enquanto que as ondas zonais 2 e 3, possuem uma menor contribuição no campo de ondas estacionárias. Todavia, bloqueio atmosférico é um fenômeno essencialmente local (Mak, 1991 e Trenberth, 1986a) e não pode ser representado por uma única onda estacionária, porém, por uma coleção destas. Assim sendo, através dos resultados mostrados neste trabalho, sugere-se que a variação interanual da bifurcação do vento de oeste na região da Nova Zelândia, associada com a posição do jato subtropical e do jato polar são cruciais para a variação interanual de frequência de bloqueios nesta região. A divisão do jato de oeste pode ser vista como uma manifestação de ondas estacionárias, visto que, Quintanar e Mechoso (1995b) simularam a bifurcação do jato na região da Austrália e Nova Zelândia, através de um Modelo de Circulação Geral, usado para simular a propagação de ondas estacionárias.

CAPÍTULO 5

5.1 - UM ESTUDO DE CASO DE BLOQUEIO NO OCEANO PACÍFICO

Estudos observacionais visando um melhor entendimento dos mecanismos de formação e manutenção do fenômeno bloqueio são de grande importância, tanto devido a influência que este fenômeno exerce nas condições de tempo sobre grandes áreas, como também para a utilização destes conhecimentos nos modelos de previsão. Assim, realiza-se um estudo de caso de bloqueio atmosférico, que ocorreu no Oceano Pacífico próximo à costa oeste da América do Sul, no período de 29 de julho a 14 de agosto de 1986. As características relevantes para o estudo deste caso de bloqueio são o tempo de duração de 17 dias, o que não é comum em casos de bloqueios no Hemisfério Sul e, a região de formação e intensificação deste fenômeno que não é a mais típica no HS. Os mecanismos que o mantém serão analisados através do fluxo de Eliassen-Palm e do cálculo da energética local.

As Figuras 5.1a e 5.1b apresentam as características padrões desse caso de bloqueio, através da média de 17 dias da altura geopotencial nos níveis de 1000 hPa e 500 hPa. No nível de 1000 hPa (Figura 5.1a) observa-se um anticiclone com centro bastante intenso no sudeste do Oceano Pacífico, com isopleta em torno de 250 mgp. No nível de 500 hPa (Figura 5.1b), pode-se observar as características de um bloqueio do tipo dipólo, com um anticiclone acompanhado de um ciclone no lado equatorial, e uma estrutura de jato duplo. Ressalta-se nessas figuras a predominância da onda zonal 3 nas médias e

altas latitudes enquanto que, na região tropical, prevalece as ondas zonais maiores do que 4.

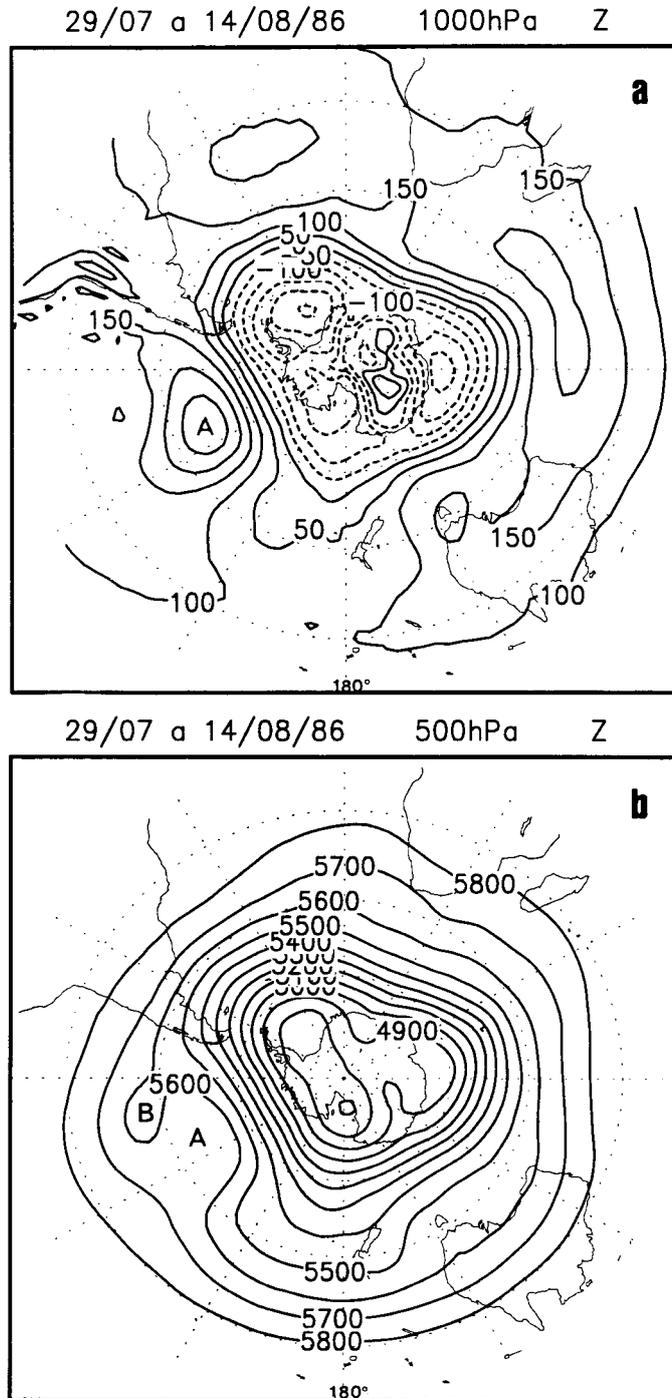


Fig 5.1 - Média de altura geopotencial de 29/07 a 14/08 de 1986 dos níveis de: a) 1000 hPa, b) 500 hPa, dada em mgp.

Ressaltou-se no capítulo anterior a importância da configuração do vento zonal na formação do bloqueio. A Figura 5.2 ilustra as características do vento zonal na região do bloqueio em 500 hPa, média de 29/07 a 14/08. Observa-se nesta figura a configuração padrão de um bloqueio, onde destaca-se uma forte bifurcação do vento de oeste em aproximadamente 170°W, e os dois jatos, o jato polar em torno de 65°S e o jato equatorial em 35°S. O jato polar está bastante intenso, mais intenso do que o jato subtropical. Considerando-se a região do anticiclone de bloqueio, observa-se que os ventos são calmos e no centro deste os valores são negativos, significando a mudança de direção do vento (vento de leste). Esta mudança de direção do vento, confirma o método de Lejenäs e Okland (1983), em que se basearam para o desenvolvimento do índice zonal utilizado para localizar bloqueio atmosférico.

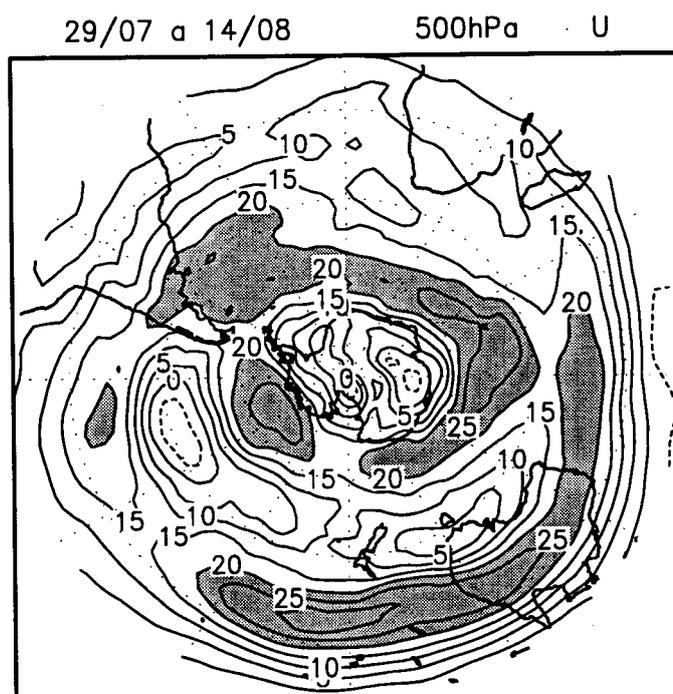


Fig 5.2 - Média do vento zonal em 500 hPa, de 29/07 a 14/08 de 1986, dada em ms^{-1} . Áreas excedendo 20 ms^{-1} são sombreadas.

As seções verticais versus tempo de vida do bloqueio, da altura geopotencial dos níveis de 1000 hPa e 500 hPa, são apresentadas pelas Figuras 5.3a e 5.3b, respectivamente. Observa-se nestas figuras uma faixa de máxima altura geopotencial nos dois níveis em torno de 50°S, com centro de 200 mgp em 1000 hPa e de 5600 mgp em 500 hPa. No período de 1 a 4 de agosto o anticiclone de bloqueio atinge sua maior amplitude. Ressalta-se a estrutura barotrópica deste fenômeno (Figuras 5.3a e 5.3b).

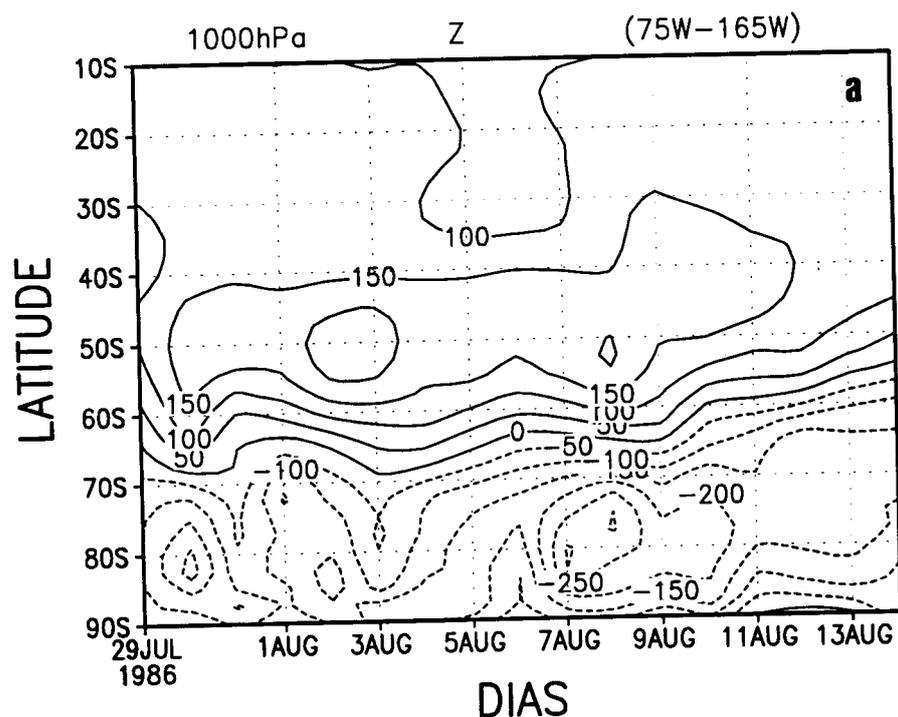


Fig 5.3 - Secção latitude versus tempo (29/07 a 14/08/1986) da altura geopotencial, média de 75°W a 165°W de: a) 1000 hPa, b) 500 hPa, dada em mgp.

(continua)

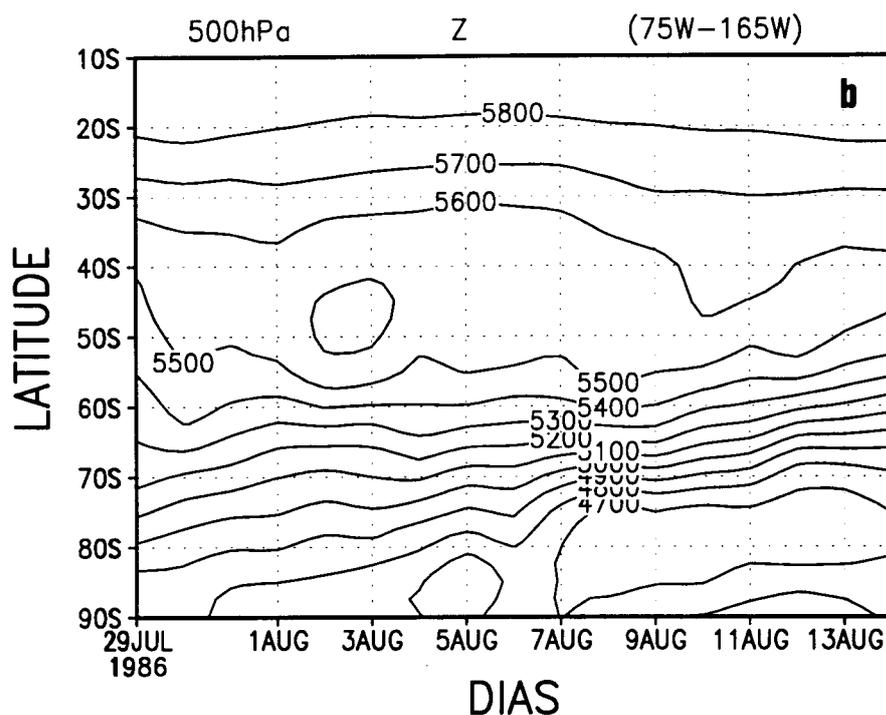


Fig. 5.3 - Conclusão.

A Figura 5.4 mostra a seção vertical do vento zonal em 500 hPa, no mesmo período. Comparando as Figuras 5.3 e 5.4, observa-se que a região do anticiclone de bloqueio é acompanhada por ventos fracos, com um gradiente positivo para o norte e para o sul desta (Figura 5.4). As regiões de ventos mais intensos, em 25°S e 65°S (Figura 5.4), correspondem aos jatos polar e subtropical. Observa-se também que nos dias em que o centro do anticiclone é mais intenso, 1 a 4 de agosto (Figuras 5.3a e 5.3b), corresponde aos dias em que o vento zonal é de leste (Figura 5.4).

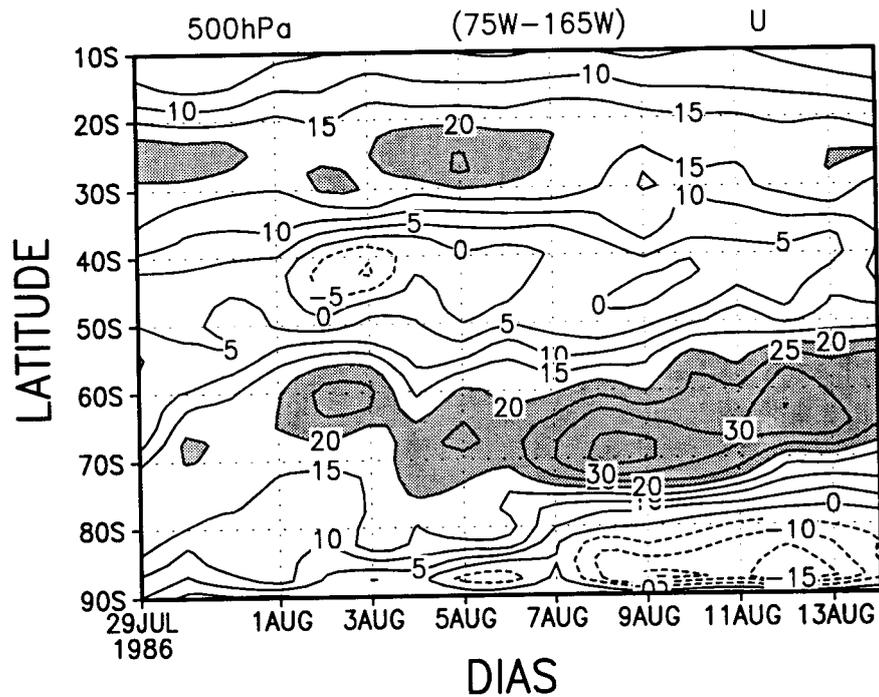


Fig 5.4 - Secção latitude versus tempo (29/07 a 14/08/1986), do vento zonal em 500 hPa, média de 75°W a 165°W, dada em ms^{-1} . Áreas excedendo 20 ms^{-1} são sombreadas.

A localização latitudinal e vertical dos jatos polar e subtropical são ilustrados na Figura 5.5. O jato polar localiza-se entre 60°S e 70°S, e intensifica-se com a altura, cujo centro apresenta intensidade de aproximadamente 20 ms^{-1} , enquanto que o jato subtropical é mais intenso no nível de 200 hPa e localiza-se entre 20°S e 30°S.

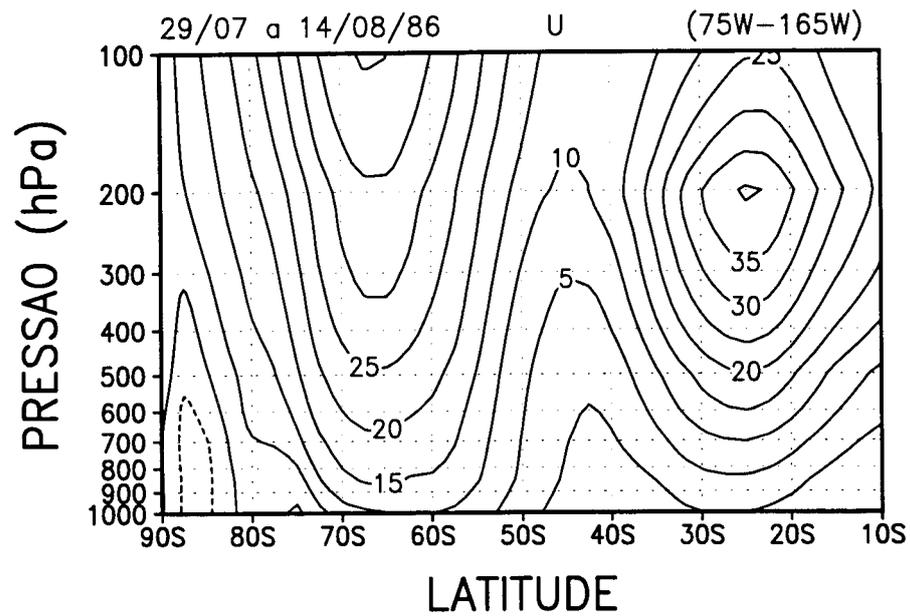


Fig 5.5 - Secção vertical versus latitude do vento zonal, média de 29/07 a 14/08/1986, e de 75°W a 165°W, dada em ms^{-1} .

A Figura 5.6 apresenta a média do vento zonal em 200 hPa, no inverno em que se formou o bloqueio. Observa-se nesta figura o jato subtropical bastante intenso, o qual se estende por todo o Oceano Pacífico cruzando a América do Sul até o Oceano Atlântico visto em referência a isopleta de 30 ms^{-1} . Verifica-se nessa figura a estrutura de jato duplo, onde observa-se o jato polar bastante intenso no sudeste da Nova Zelândia.

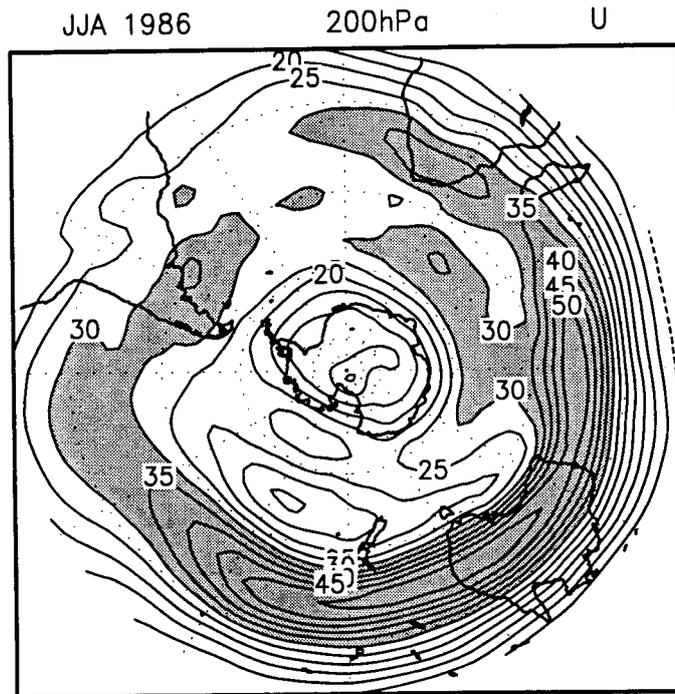


Fig 5.6 - Média de junho, julho e agosto de 1986, do vento zonal em 200 hPa, dada em ms^{-1} . Áreas excedendo 30 ms^{-1} são sombreadas.

Uma importante característica associada a presença de um bloqueio, segundo Trenberth (1986a), é a região de máximo $\sigma(z)$ com mínimo $\sigma(V)$. O desvio padrão da altura geopotencial e do vento meridional, no inverno de 1986, são ilustrados nas Figuras 5.7 e 5.8, respectivamente. Observa-se na Figura 5.7 um centro de $\sigma(z)$ máximo no sudeste do Oceano Pacífico, em torno de 60°S e 120°W . Climatologicamente, há um centro de $\sigma(z)$ máximo no sul da Nova Zelândia, em torno de 60°S no inverno, o qual está associado ao fenômeno bloqueio (Trenberth, 1984).

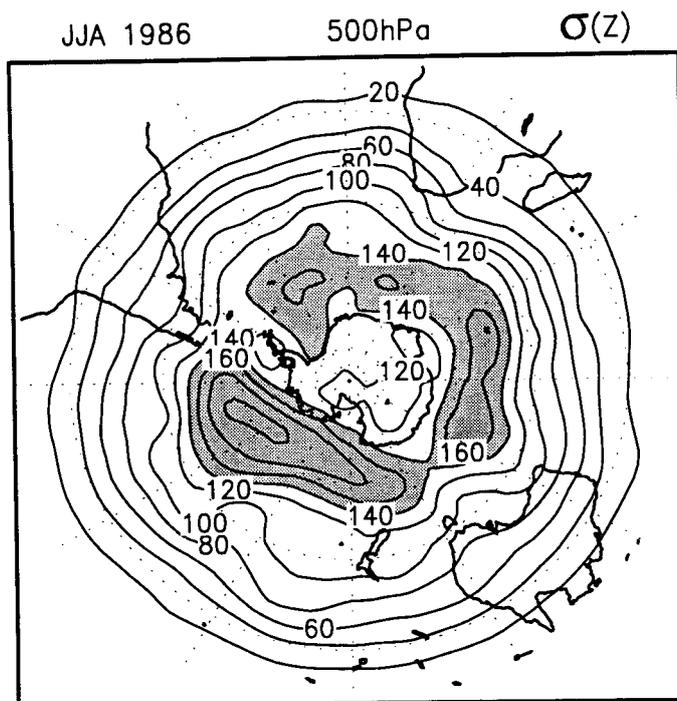


Fig 5.7 - Desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa $\sigma(Z)$, média de junho, julho e agosto de 1986, dado em mgp. Áreas excedendo 140 mgp são sombreadas.

A Figura 5.8 destaca um mínimo em $\sigma(V)$, entre 40°S e 60°S , e um máximo para o sul e para o norte desta região (observe-se a isopleta de 14 ms^{-1}). Comparando as Figura 5.6 e 5.8, observa-se que a região de máxima atividade dos distúrbios acompanha a região dos jatos polar e subtropical. As Figuras 5.6 e 5.8 destacam as mudanças na configuração do vento zonal e no "Storm Track" no inverno de 1986, na região do Oceano Pacífico. Estas mudanças podem causar condições anômalas de tempo nesta região, do tipo quente e seco sob o anticiclone e chuvoso no lado polar e subtropical deste.

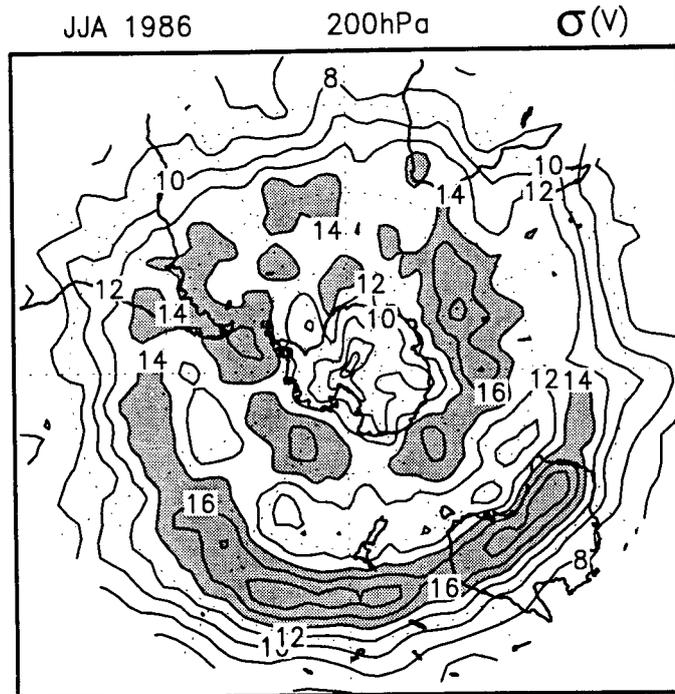


Fig 5.8 - Desvio padrão da componente do vento meridional $\sigma(v)$, em 200 hPa para junho, julho e agosto de 1986, dado em ms^{-1} . Áreas excedendo 14 ms^{-1} são sombreadas.

As figuras 5.9a, 5.9b e 5.9c mostram $\sigma(z)$ total, $\sigma(z)$ filtrado no espaço e $\sigma(z)$ filtrado no tempo, respectivamente, média no episódio do bloqueio. A Figura 5.9a confirma que, em situações de bloqueio, encontra-se um centro de máximo $\sigma(z)$ ao sul da região de bloqueio. Esta figura apresenta dois centros de $\sigma(z)$ máximo, com valores de 180 mgp , localizados no sudeste do Oceano Pacífico e no sudeste da Austrália associados a situações de bloqueios. O último está associado a um evento de bloqueio de 5 dias de duração (7 a 11/08), não mostrado no presente trabalho. Estes centros são devidos ao desvio do jato de oeste em direção ao pólo e conseqüentemente dos distúrbios

transientes, considerando a formação do anticiclone de bloqueio em torno de 50°S (Liu, 1994). Com a finalidade de verificar os locais de atuação das ondas longas e das ondas curtas na região de bloqueio filtra-se os números de ondas zonais de 1 a 4 (Figura 5.9b). O filtro temporal é utilizado para verificar a importância dos distúrbios de alta frequência na referida região (Figura 5.9c). Observa-se que o centro de $\sigma(z)$ máximo localizado no sudeste do Oceano Pacífico, mostrado na Figura 5.9a, desaparece quando se filtra as ondas longas (Figura 5.9b). A predominância das ondas curtas no jato subtropical, com escalas de tempo maiores do que uma semana; e das ondas longas no jato polar, com período temporal menores do que uma semana, são observadas nas Figuras 5.9b e 5.9c. Estes resultados concordam com os encontrados por Trenberth (1986b).

29/07 a 14/08/86 500hPa $\sigma(Z)$

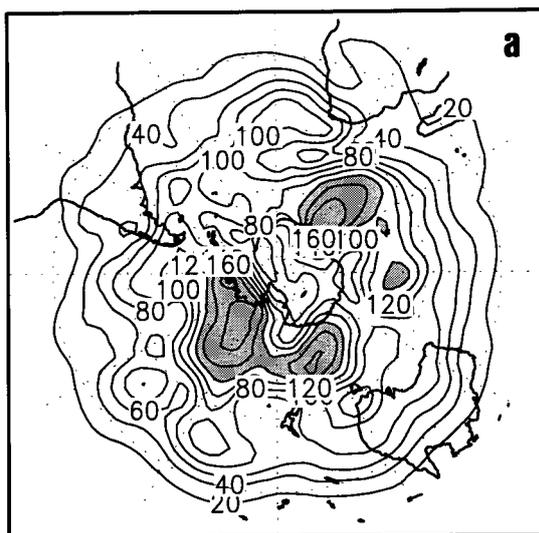


Fig 5.9 - Desvio padrão da altura geopotencial em 500 hPa, média no período do bloqueio: a) total (áreas excedendo 140 mgp são sombreadas, b) números de ondas zonais acima de 4, (c) ondas com escala temporal de 3 a 7 dias. Áreas excedendo 60 mgp são sombreadas em b e c.

(continua)

29/07 a 14/08/86 n. o. >4 $\sigma(Z)$ 29/07 a 14/08/86 3-7 dias $\sigma(Z)$

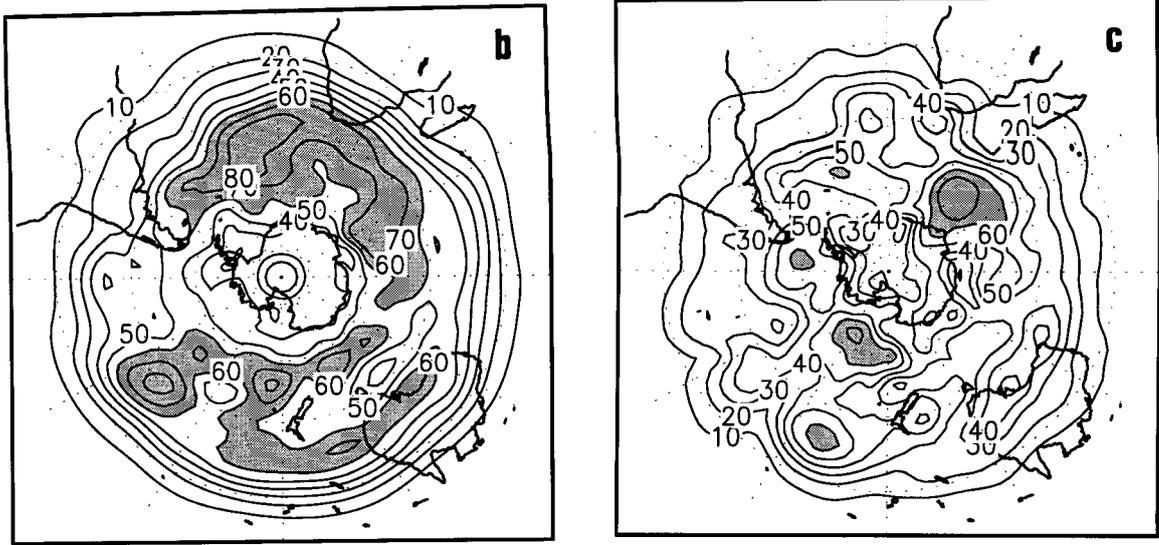


Fig. 5.9 - Conclusão.

As Figuras 5.10a e 5.10b mostram a secção vertical versus latitude de $\sigma(V)$ e de $\sigma(U)$, respectivamente. Estas figuras ressaltam o impacto que sofrem os distúrbios transientes quando encontram a bifurcação do vento de oeste na região do bloqueio. Observa-se que estes distúrbios são dirigidos para o norte e para o sul em torno do anticiclone de bloqueio, seguindo os dois ramos em que se dividiu o jato de oeste. Os centros de máximo valores de $\sigma(V)$ e $\sigma(U)$ (Figuras 5.10a e 5.10b) respectivamente, localizados em torno de 35°S e 65°S , estão associados aos jatos subtropical e polar, respectivamente.

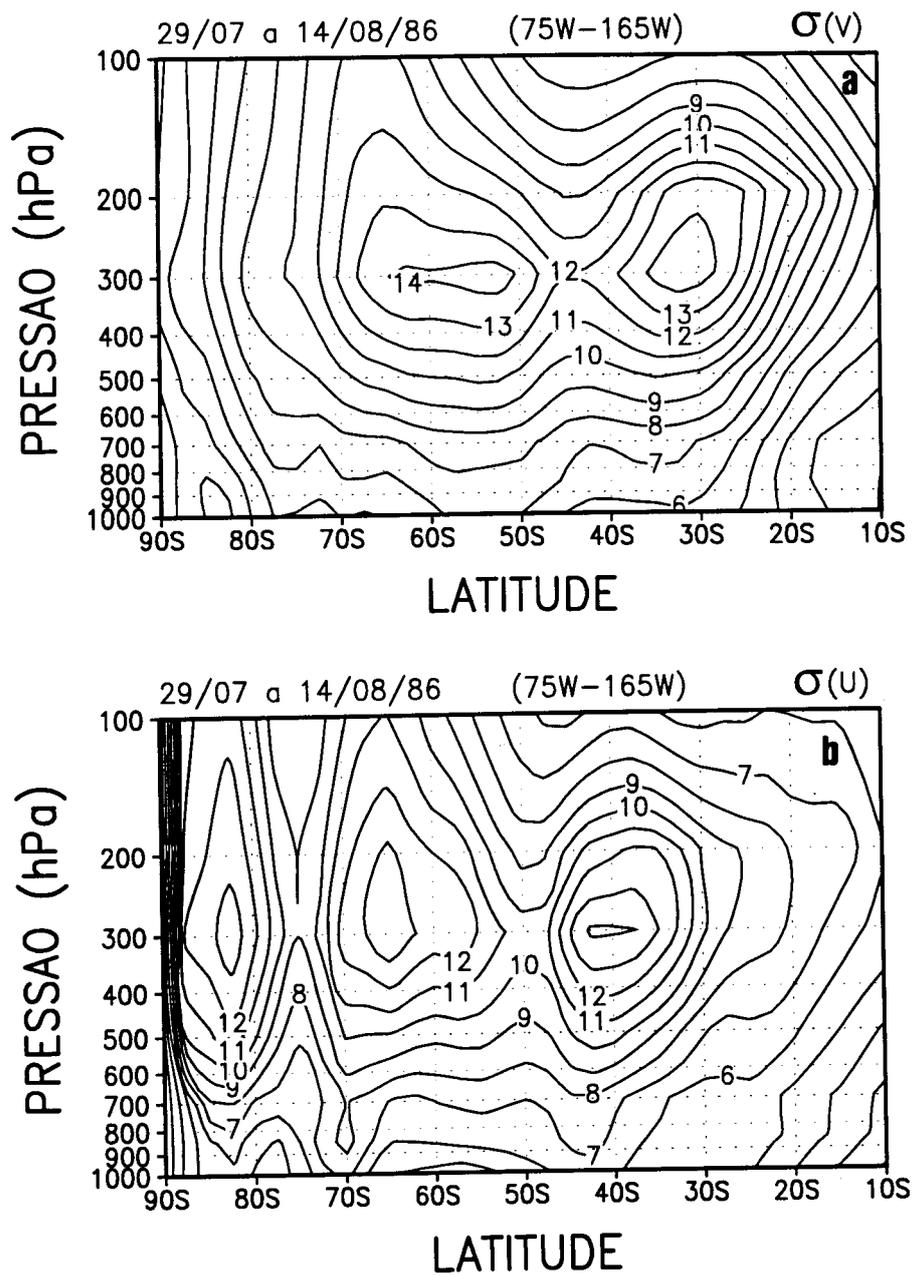


Fig 5.10 - Secção vertical versus latitude: a) $\sigma(V)$, b) $\sigma(U)$, média no período do bloqueio e de 75°W a 165°W, dadas em ms^{-1} .

A Figura 5.11 apresenta o perfil de U e os correspondentes perfis de $\beta-U_{yy}$ e $u'v'$ em 300 hPa,

considerando que neste nível o transporte de "momentum" é mais intenso. Observa-se nesta figura que o termo $\beta-Uyy$ é nulo em 35°S , em 47°S , e em 69°S , isto significa que os distúrbios são instáveis barotropicamente e ganham energia cinética às custas do fluxo zonal, no lado polar do jato subtropical e no lado subtropical do jato polar, considerando que os dois máximos de U estão associados aos jatos polar e subtropical. Observa-se transporte de "momentum" ($u'v'$) pelos distúrbios em direção ao equador no lado polar e em direção ao pólo no lado equatorial dos dois jato, e divergência deste transporte em aproximadamente entre 38°S a 52°S . A direção de transferência de energia barotrópica pode ser obtida, considerando-se a equação $C(K',K) = -\int U \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) dy$. No caso de se ter divergência, $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'})$ é positivo, e $C(K',K)$ negativo, assim, o transporte ocorre de K para K' , ou seja, os distúrbios transientes ganham energia cinética barotrópica as custas do fluxo básico no lado polar do jato subtropical e subtropical do jato polar (38°S a 52°S).

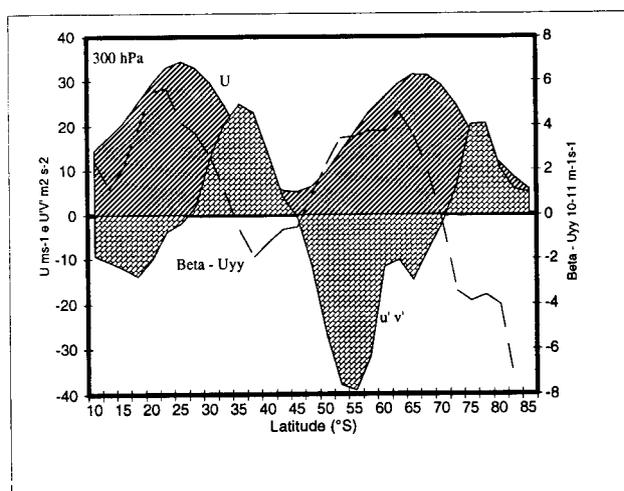


Fig 5.11 - Perfis verticais de U (ms^{-1}), $\beta-Uyy$ ($10^{-11} \text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$) e $u'v'$ (m^2s^{-2}) em 300 hPa, média no período de bloqueio, e de 75°W a 165°W .

A intensidade e a direção do transporte de "momentum" na vertical, em uma situação de bloqueio, e a importância das ondas longas e curtas neste transporte, são apresentadas pelas Figuras 5.12a e 5.12b, respectivamente. Essas figuras mostram a secção vertical versus latitude do transporte de "momentum" total, e filtrado para ondas zonais acima de quatro. Observa-se nestas figuras que na região do anticiclone de bloqueio, em torno de 50°S, e no lado equatorial do jato polar (em torno de 65°S), o transporte de "momentum" é em direção ao pólo, enquanto que ao sul do jato polar e no jato subtropical (35°S), o transporte é em direção ao equador. No jato polar, este transporte ocorre através das ondas longas, enquanto que no jato equatorial, pelas ondas curtas (Figuras 5.12b).

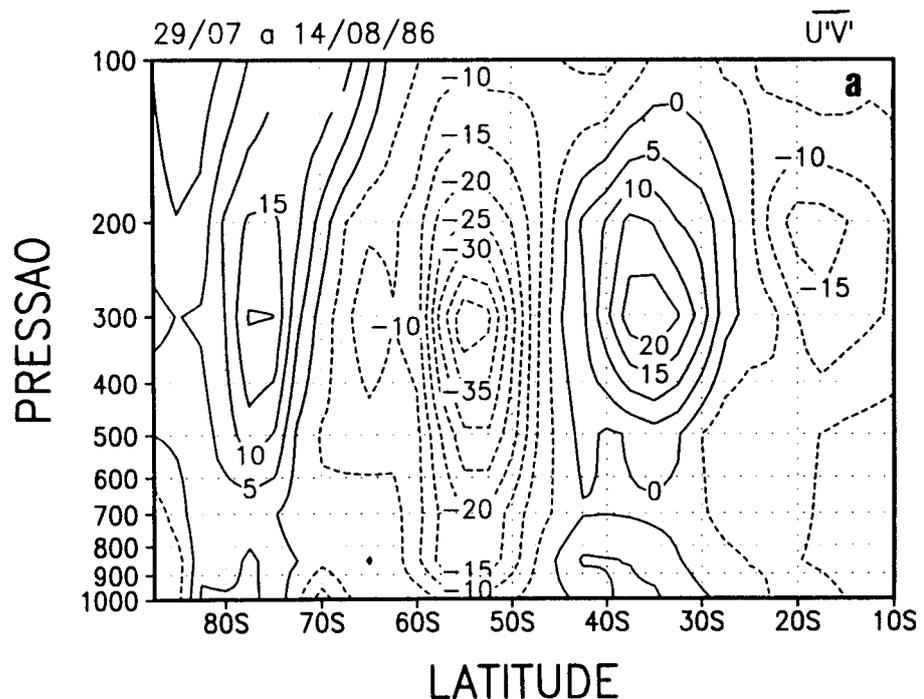


Fig 5.12 - Secção vertical versus latitude de $\overline{u'v'}$, média no período do bloqueio e de 75°W a 165°W: a) total, b) números de ondas zonais acima de quatro, dadas em m^2s^{-2} .

(continua)

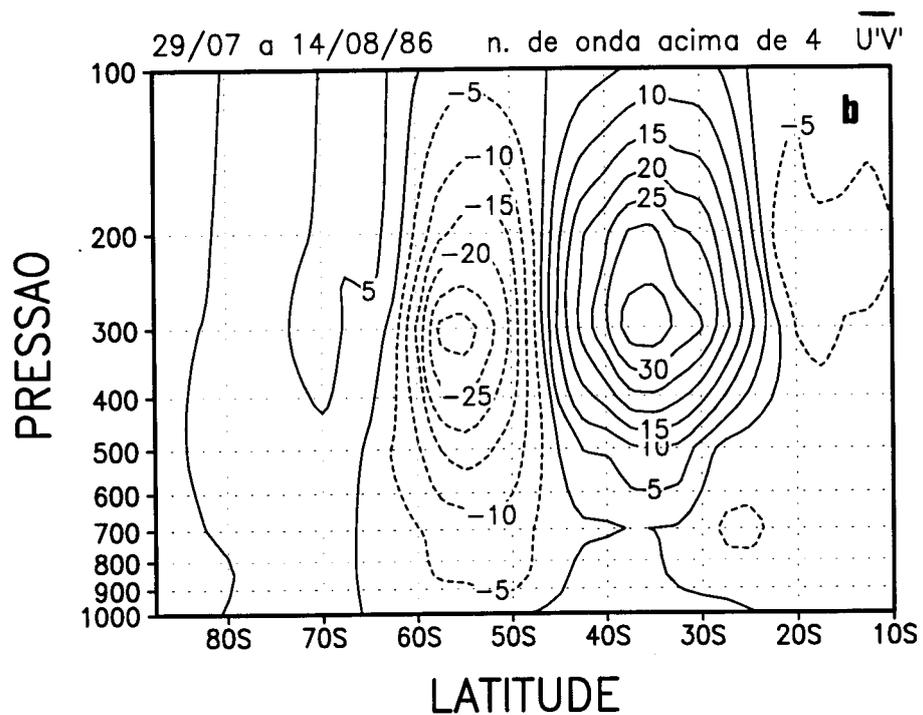


Fig 5.12 - Conclusão.

Observou-se através da Figura 5.1 que a onda zonal 3 dominou o campo da altura geopotencial das médias e altas latitudes do HS, e considerando que bloqueio é um fenômeno local, propõe-se analisar a amplitude das ondas zonais de 1 a 5. A Figura 5.13 ilustra a amplitude das ondas 1 a 5. Observa-se nesta figura a amplificação das ondas zonais 1 e 2, com o aumento destas em direção a estratosfera. As ondas zonais 3 a 5 possuem as maiores amplitudes nos níveis de 200 hPa e 300 hPa. (Figura 5.13c,d,e).

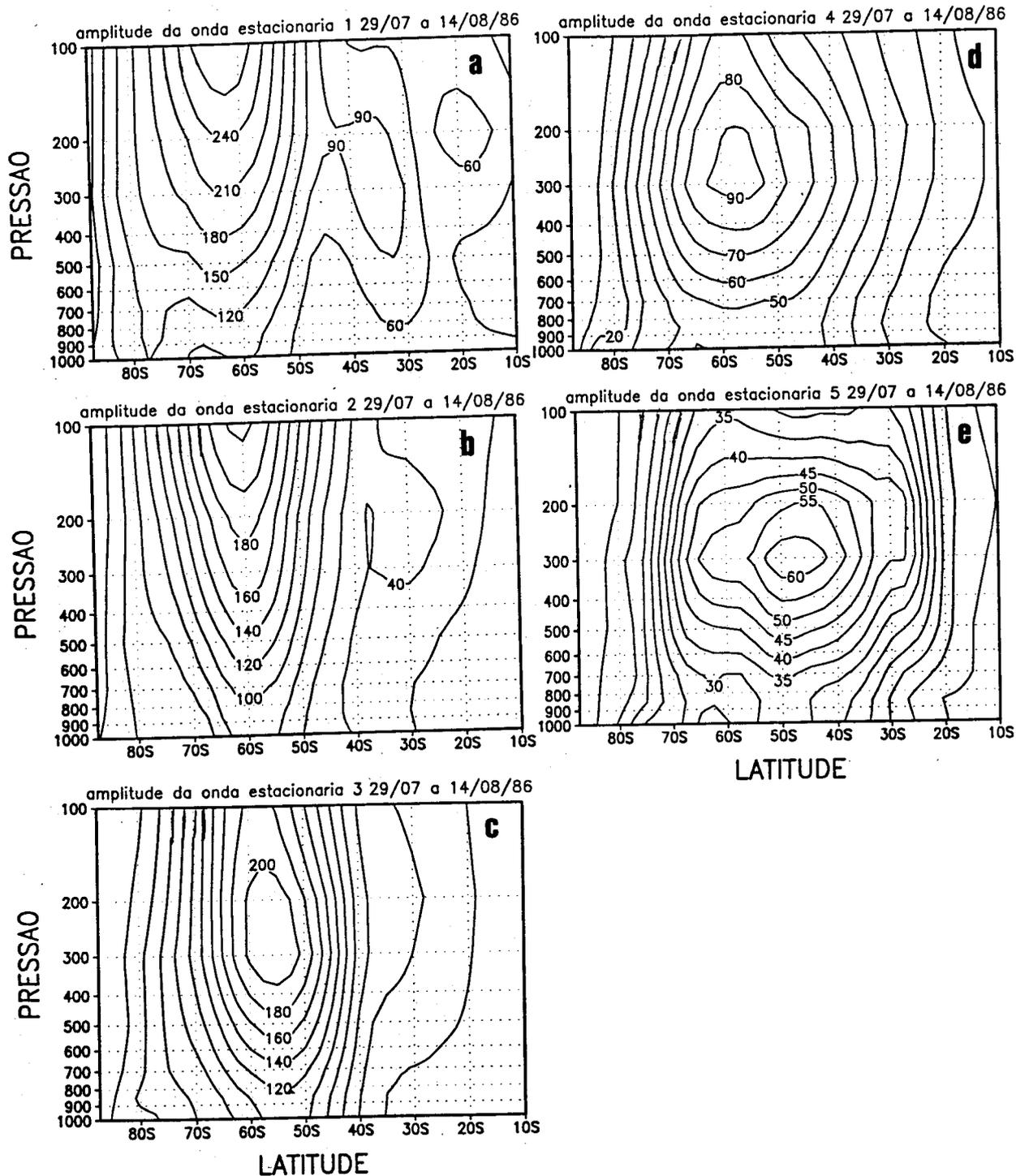


Fig 5.13 - Amplitude das ondas zonais no período do bloqueio. Intervalos de contornos: a) 30 mgp para onda 1, b) 20 mgp para onda 2, c) 20 mgp para onda 3, d) 10 mgp para onda 4, e) 5 mgp para onda 5.

Para verificar o quanto estas ondas zonais amplificaram, selecionou-se um mês, na estação de inverno (agosto), em que não foram detectados bloqueios atmosféricos pelo critério adotado neste estudo. A amplitude das ondas estacionárias de 1 a 5 no mês de agosto de 1982, são ilustradas na Figura 5.14. A comparação das Figuras 5.13 e 5.14 mostra a amplificação destas ondas em caso de bloqueio, principalmente as ondas zonais de 1 a 3. Neste caso de bloqueio observa-se que as ondas zonais de 1 a 3 amplificaram em torno de 50% (Figura 5.13a, b, c). Observa-se, também, que a onda zonal 3 em caso de bloqueio possui sua máxima amplitude em torno de 200 hPa e 300 hPa (Figura 5.13c), enquanto que em situações sem bloqueios (Figura 5.14) a amplitude máxima dessa onda ocorre na estratosfera. Não se observou amplificação das ondas zonais de número 4 e 5. Considerando-se os resultados encontrados por Trenberth (1986a), as ondas estacionárias 1 e 3 foram dominantes quanto à análise da situação de bloqueio na região da Nova Zelândia. Ressalta-se entretanto, que a onda zonal 1 foi a que atingiu a maior amplitude (Trenberth, 1986b).

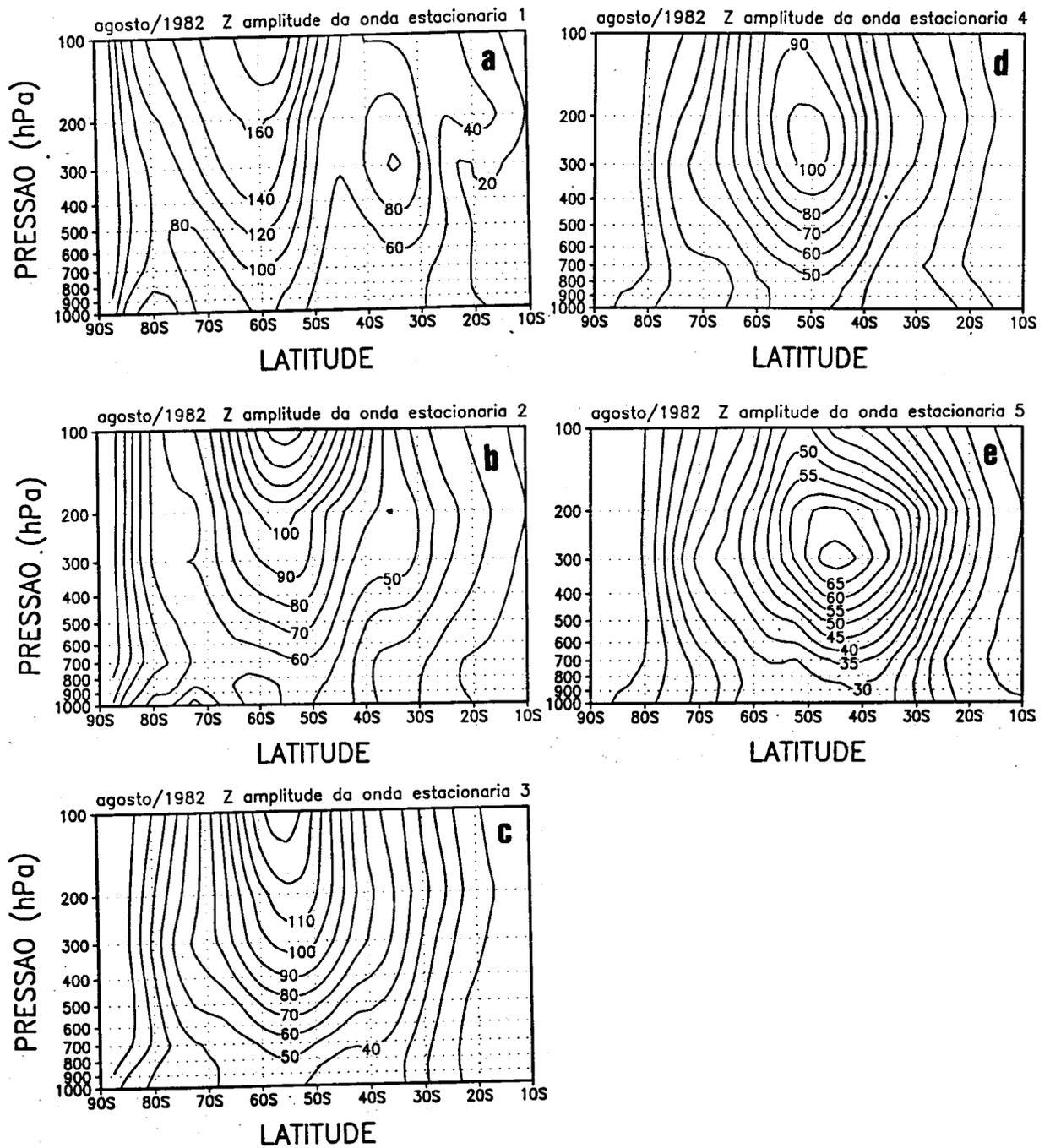


Fig 5.14 - Amplitudes das ondas zonais para o mês de agosto de 1982. Intervalos de contornos: a) 20 mgp para onda 1, b) 10 mgp para onda 2, c) 10 mgp para onda 3, d) 10 mgp para onda 4, e) 5 mgp para onda 5.

O transporte de calor total ($\overline{V'T'}$) e filtrado no tempo e no espaço são ilustrados pelas 5.15a, 5.15b e 5.15c, respectivamente. Um grande cisalhamento do vento zonal (Figuras 5.2, e 5.6) está associado à um forte gradiente de temperatura norte-sul, o que significa que processos baroclínicos também são importantes considerando-se situações de bloqueios. Observa-se na Figura 5.15a que o transporte de calor mais intenso ocorreu na região de bifurcação do jato de oeste e no jato polar à oeste região do bloqueio. Este transporte de calor é efetuado pelas ondas longas com escala de tempo menor do que uma semana (Figuras 5.15b e 5.15c). Entretanto, no lado equatorial, à oeste da região do bloqueio, o transporte de calor é efetuado pelas ondas curtas. Ressalta-se o máximo no transporte de calor pelos distúrbios de alta frequência à oeste do bloqueio, implicando que na entrada do bloqueio, há concentração de distúrbios de alta frequência.

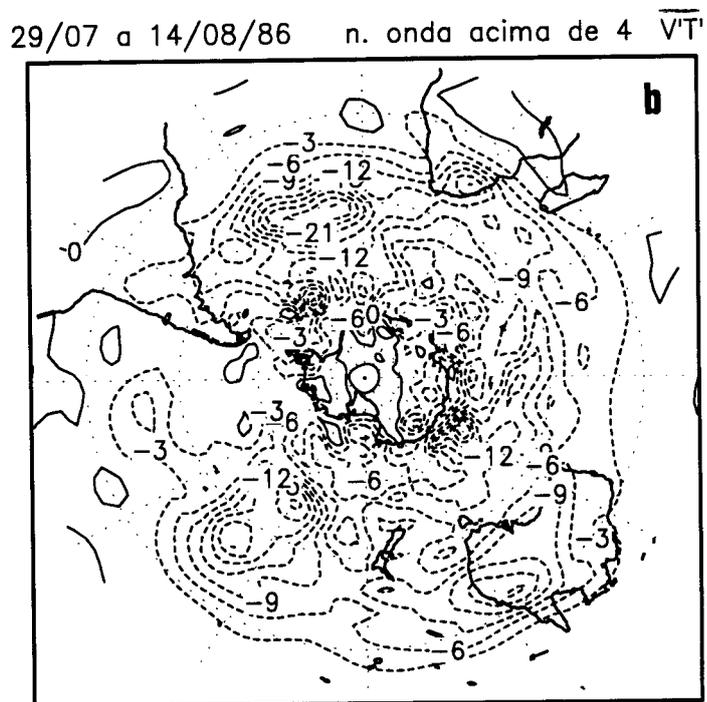
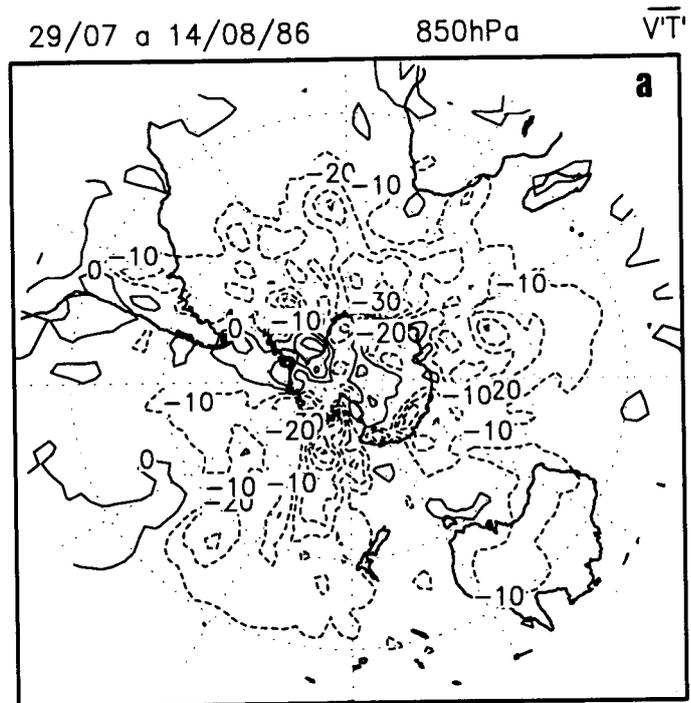


Fig 5.15 - Médias de $\overline{V'T'}$ em 850 hPa, no período do bloqueio: a) total, b) números de ondas zonais acima de 4, c) ondas com escala de tempo de 3 a 7 dias, dadas em ms^{-1}K .

(continua)

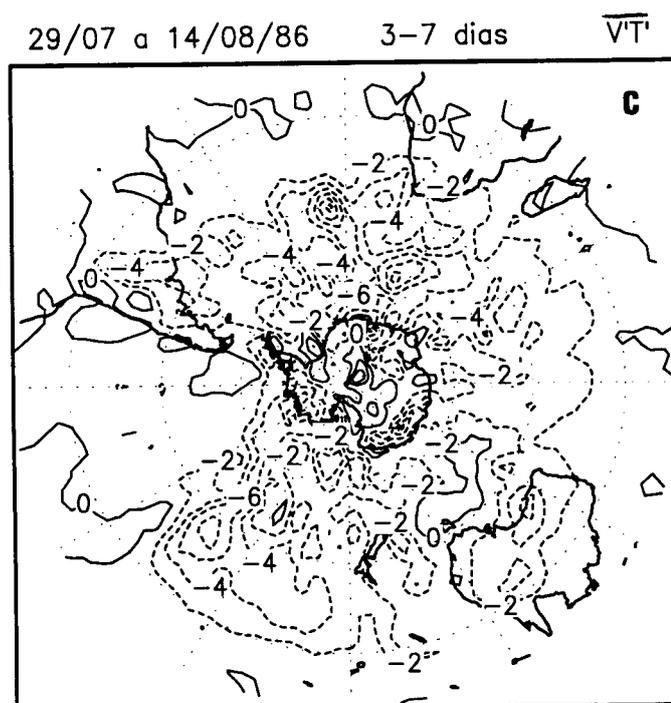


Fig. 5.15 - Conclusão.

A secção vertical versus latitude de $V'T'$ em 850 hPa, total e filtrado no espaço e no tempo são apresentados pelas Figuras 5.16a, 5.16b e 5.16c, respectivamente. A análise da Figura 5.16a mostra centros máximos de $V'T'$ em duas regiões: nos baixos níveis, em 65°S a 70°S; e nos altos níveis (acima de 300 hPa), em torno de 60°S. Nestes dois centros, o transporte de calor é em direção ao pólo e efetuado pelas ondas longas (Figura 5.16b). Observa-se um pequeno centro positivo de transporte de calor no jato subtropical nos níveis de 200 hPa e 300 hPa. Os distúrbios de alta frequência estão presentes no jato subtropical nos baixos níveis, e apresentam uma pequena contribuição nos altos níveis. Já no jato polar, nos baixos níveis, os distúrbios presentes possuem escalas de tempo maiores que uma semana. Observa-se na Figura 5.16

que o transporte de calor na região do bloqueio é maior nos altos níveis, no lado polar deste. O transporte de calor em direção ao pólo diminui o gradiente de temperatura norte-sul e o cisalhamento vertical do vento, o que vai ser discutido no próximo item, em termos das componentes barotrópica e baroclínica, através do Fluxo de E-P.

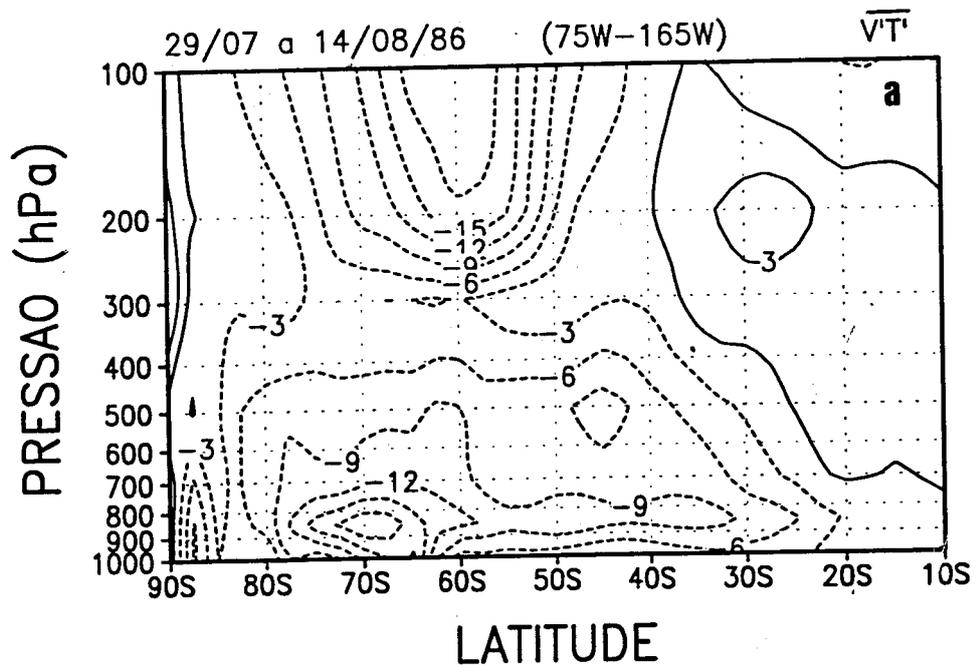


Fig 5.16 - Secção vertical versus latitude de $\overline{V'T'}$, média no período do bloqueio e de 75°W a 165°W : a) total, b) números de ondas zonais acima de 4, c) ondas com escala de tempo de 3 a 7 dias, dadas em ms^{-1}K .

(continua)

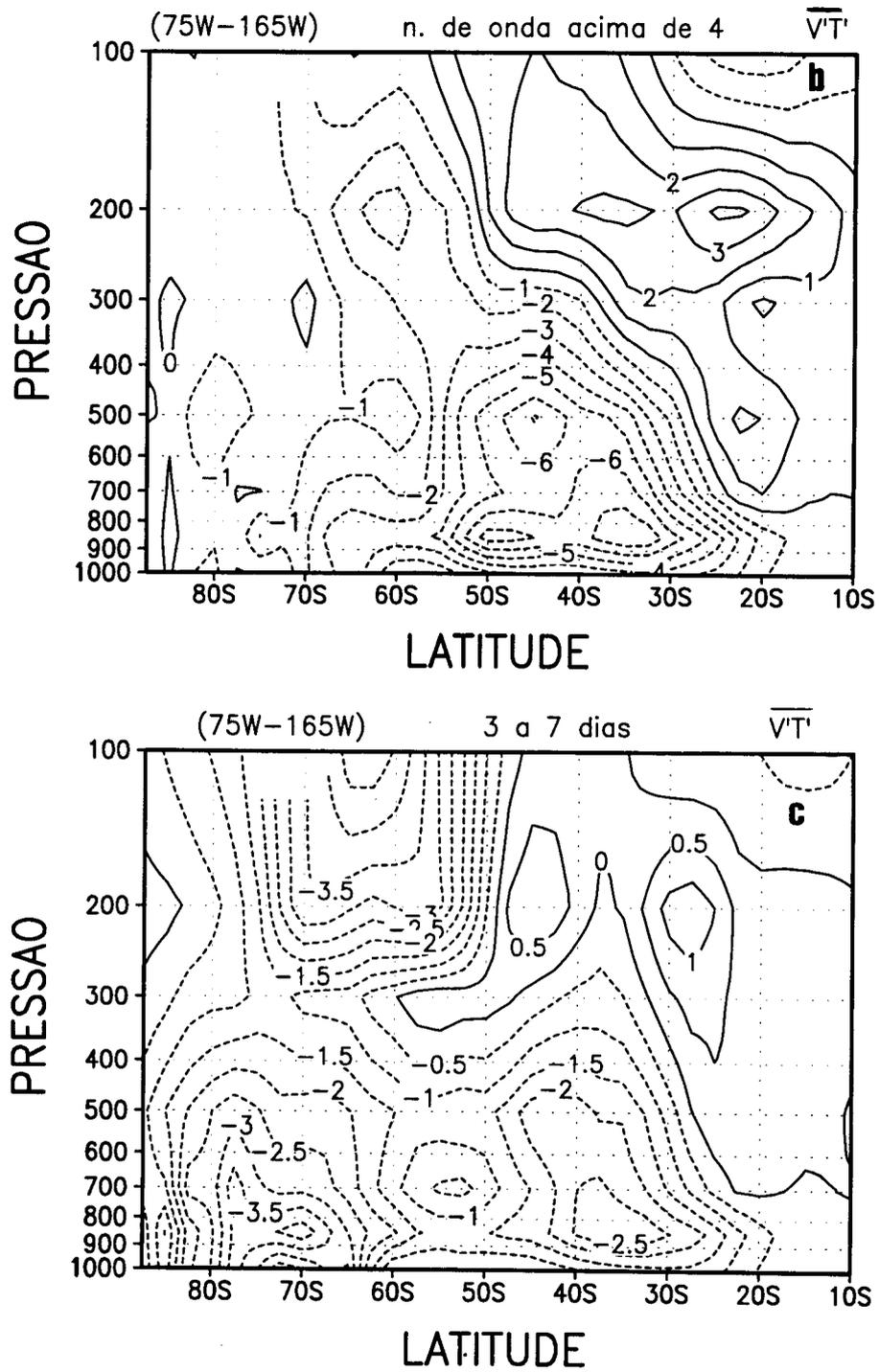


Fig. 5.16 - Conclusão.

5.2 - FLUXO DE ELIASSEN - PALM LOCAL

O fluxo de Eliassen-Palm compõe-se de componentes barotrópica e baroclínica na direção x, o vetor Eu. A componente barotrópica é dada pelo vetor resultante entre os termos $\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2})$ e $-\overline{u'v'}$ e a componente baroclínica é dada por $f \frac{\overline{v'\Phi'}}{S}$. As componentes do fluxo de E-P são maiores no nível de 300 hPa (Trenberth, 1986b).

A Figura 5.17 mostra os vetores resultantes das componentes horizontais de Eu durante o período do bloqueio. Os distúrbios transientes agem para acelerar o fluxo, onde as setas são divergentes e desacelerar onde são convergentes. Observar-se nesta figura que as setas são divergentes em torno de 50°S no Oceano Índico (região do "Storm Track"), e no Oceano Pacífico em torno de 60°S (entre 120°W a 150°W), as quais correspondem à locais de ventos intensos. Na região do bloqueio, as setas são convergentes, ventos calmos, mostrando que os distúrbios transientes agem para desacelerar o fluxo e, assim, manter o bloqueio. No caso de fluxo barotrópico, os vetores na Figura 5.17 estão associados à direção horizontal do fluxo, relativo a atividade da onda.

componente barotrópica em 300 hPa

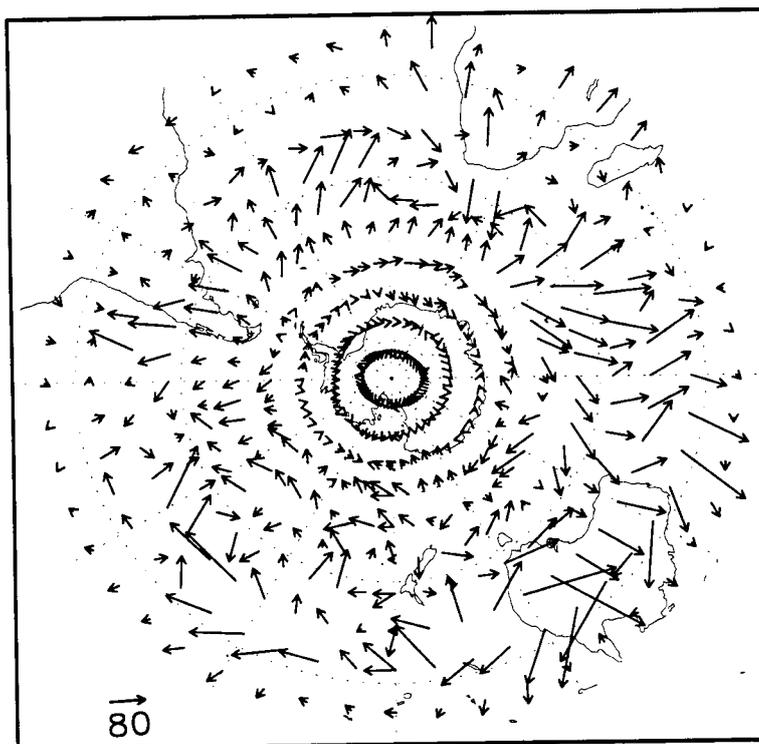


Fig 5.17 - Componente barotrópica de Eu em 300 hPa, média no período do bloqueio, dadas em m^2s^{-2} . A escala do vetor é dada no rodapé da figura, à direita.

Uma melhor avaliação diagnóstica do impacto dos distúrbios transientes no fluxo em 300 hPa é ilustrado pela Figura 5.18. Esta figura mostra a divergência da componente horizontal, da componente vertical e a soma das divergências das duas componentes, dadas em $\text{ms}^{-1}/\text{dia}$. Pode-se notar nestas figuras que a divergência das componentes barotrópica e baroclínica, em algumas regiões, agem no mesmo sentido (possuem mesmo sinal), e em outras, tendem a se cancelarem (possuem sinais opostos). Na região do "Storm Track", em torno de 50°S (do Oceano Atlântico ao Oceano Índico), as divergências destas componentes tendem a se cancelarem, e a componente baroclínica predomina.

Entretanto, nas regiões do bloqueio e da bifurcação do jato de oeste, estas componentes tendem a se reforçarem, proporcionando uma desaceleração no vento de oeste e assim mantendo o bloqueio. A componente baroclínica age através do transporte de calor em direção ao pólo, e assim, reduz o gradiente de temperatura norte-sul e o cisalhamento vertical do vento. Portanto, com a redução do cisalhamento vertical do vento, a componente barotrópica aumenta e, assim, age no sentido de manter este fenômeno. O diagnóstico do fluxo de E-P local indica que os distúrbios transientes mantêm o bloqueio, desacelerando o jato de oeste e mantendo a divisão do jato na região de bifurcação.

div. da comp. barotropica do fluxo de E-P

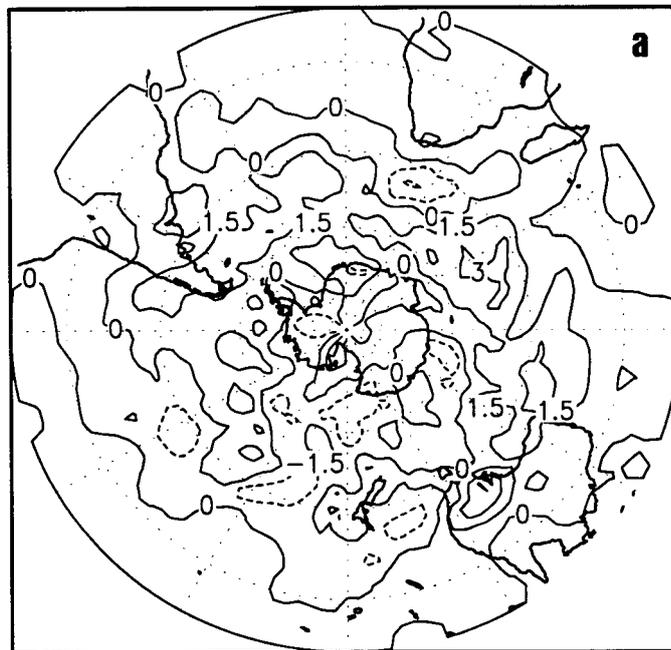
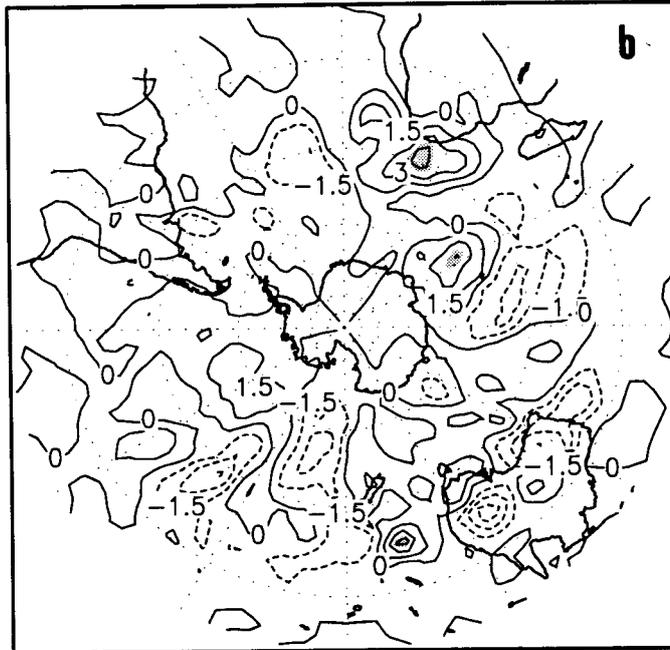


Fig 5.18 - Divergência em 300 hPa das componentes: a) barotrópica, b) baroclínica, c) total, média no período do bloqueio, dadas em $\text{ms}^{-1}/\text{dia}$.

(continua)

div. da comp. baroclinica do fluxo de E-P



div. do fluxo de E-P total (300 hPa)



Fig. 5.18 - Conclusão.

5.3 - ENERGIA CINÉTICA LOCAL

Como uma característica da configuração deste caso de bloqueio ressalta-se que este é um fenômeno local, como citado anteriormente, assim, consiste de um grande número de ondas zonais de comparáveis magnitudes. Como a energética de cada onda é importante, as ondas devem ser estudadas em conjunto e não, individualmente. Portanto, examinou-se a energia cinética local do bloqueio, através da metodologia utilizada por Mak (1991), onde considerou-se as três componentes, intrasazonal (bloqueio), alta frequência (distúrbios transientes) e sazonal.

A Figura 5.19 apresenta o campo total e o campo das três componentes temporais, considerando-se a altura geopotencial de 500 hPa do dia 05/08/1986, dia em que o bloqueio encontra-se em sua fase madura. A Figura 5.19a apresenta o campo total da altura geopotencial do dia 5 de agosto (Z). Esta figura mostra uma configuração de bloqueio do tipo ômega localizado no sudeste do Oceano Pacífico. A Figura 5.19b mostra a componente sazonal (Z_0), onde observa-se um fraco jato difluente localizado no leste da Nova Zelândia. A Figura 5.19c ilustra a componente intrasazonal do fluxo (Z_1), onde observa-se um intenso bloqueio do tipo dipólo, com um centro positivo de 300 mgp, e um centro negativo, menos intenso, de 100 mgp. A componente de alta frequência (Z_2) é apresentada na Figura 5.19d, onde observa-se um trem de ondas de pequena escala.

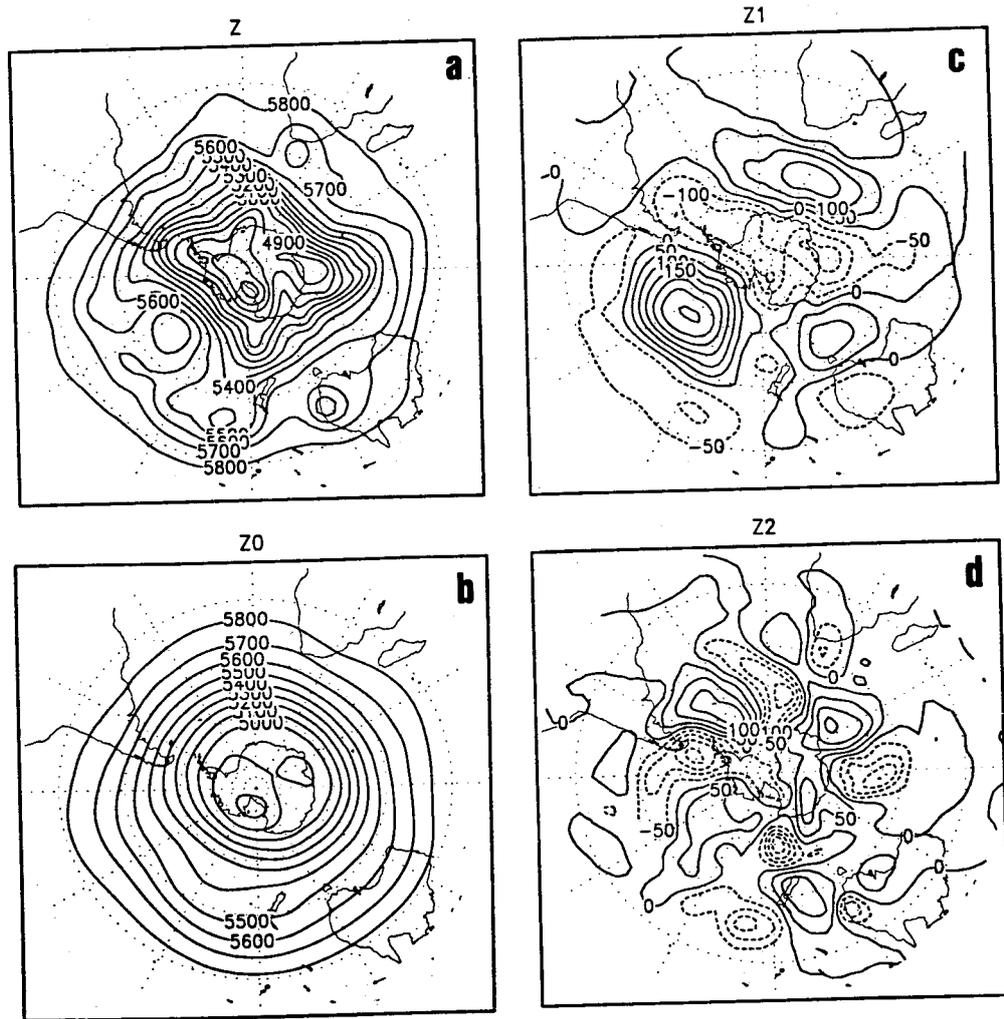


Fig 5.19 - Campo da altura geopotencial em 500 hPa do dia 05 de agosto de 1986: a) total (Z), b) componente sazonal (Z_0), c) componente intrasazonal (Z_1), d) componente de alta frequência (Z_2), dadas em mgp

Antes do diagnóstico local da energia cinética, mediu-se a estrutura térmica deste bloqueio, através da componente intrasazonal da temperatura (T_1) e componente de alta frequência (T_2). As Figuras 5.20a e 5.20b apresentam (T_1) e (T_2), médias no episódio de bloqueio, respectivamente. A Figura 5.20a mostra um centro de 6 K associado ao anticiclone de bloqueio e um outro centro menos intenso de 3 K no lado equatorial, o qual está

associado ao centro do ciclone. Nota-se também, dois centros menos intensos ao sul de 60°S , sendo um em 150°W e o outro no sudeste da América do Sul. A Figura 5.20b mostra centros de máximos valores de T_2 na região do "Storm Track".

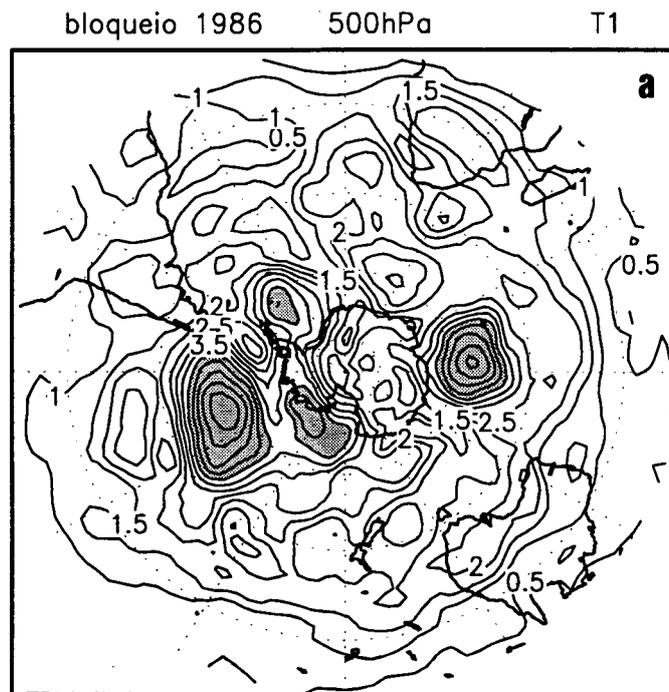


Fig 5.20 - A temperatura média no tempo de vida do bloqueio, para: a) componente intrasazonal (T_1), b) componente de alta frequência (T_2), dadas em K. Áreas excedendo 4 K, são sombreadas.

(continua)

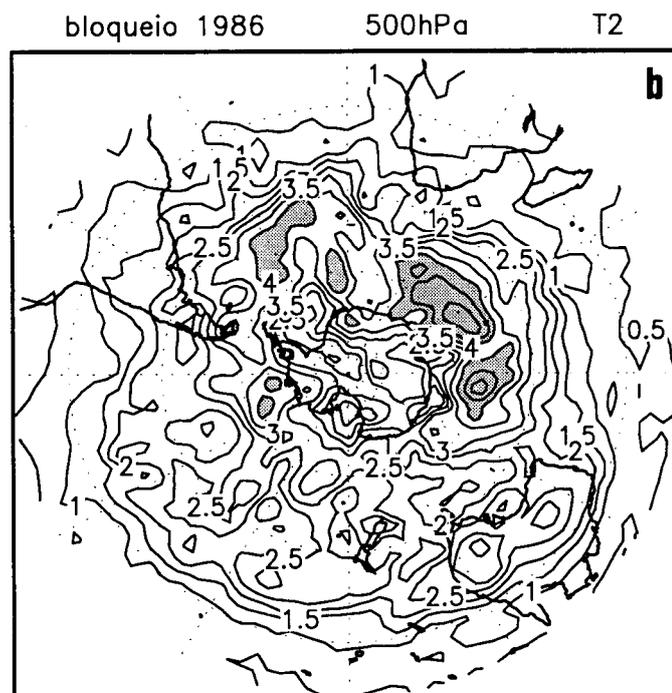


Fig 5.20 - Conclusão.

A distribuição de energia cinética das componentes intrasazonal (K_1) e de alta frequência (K_2) são analisadas na área do bloqueio através das Figuras 5.21a e 5.21b, respectivamente. Os valores máximos de K_1 na região do bloqueio atingiu o valor de $240 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$. Observa-se que K_1 (Figura 5.21a) é mais fraca na região dos Oceanos Atlântico e Índico, nestes 17 dias. Como era esperado, o K_2 é mais acentuado na região do "Storm Track" (Oceanos Atlântico e Índico, na faixa de 50°S a 60°S), e à oeste da região do bloqueio (Figura 5.21b). Nota-se, também, nesta figura, uma faixa de K_2 máximo na região da Austrália e à sudoeste desta. Um aspecto interessante observado nas Figuras 5.21a e 5.21b é um centro quente localizado em torno de 90°E e 55°S com intensos valores de T_1 e T_2 . Entretanto, este centro é mais forte no campo de K_2 (Figura 5.21b).

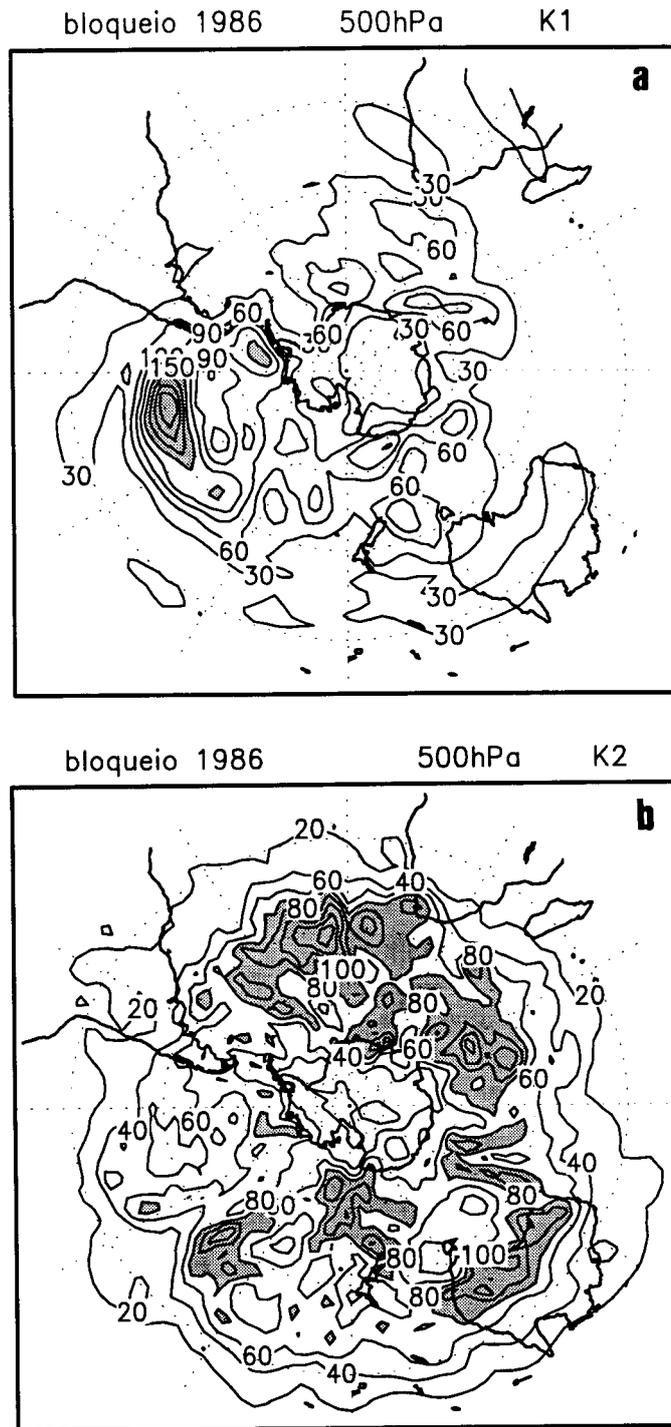


Fig 5.21 - Distribuição de energia cinética, média no tempo de vida do bloqueio, para: a) componente intrasazonal (K_1), b) componente de alta frequência (K_2), dada em m^2s^{-2} . Áreas excedendo $60 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ em K_1 e $80 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ em K_2 são sombreadas.

Analisa-se a energia cinética na região do bloqueio através dos termos da Equação 3.43. Considerando-se que o lado esquerdo da Equação 3.43 é virtualmente nulo, interpretou-se o termo dissipação ($-\vec{V}_1.F_1$) como a soma dos cinco primeiros termos da equação 3.43 ($\vec{V}_1.A_{0,1}$, $\vec{V}_1.A_{1,1}$, $\vec{V}_1.A_{2,2}$, $\vec{V}_1.A_{1,2}$ e $\vec{V}_1.\Delta\phi_1$). O valor positivo desse termo significa que há uma taxa de geração líquida de energia cinética da componente intrasazonal do fluxo sobre a região do bloqueio. A Figura 5.22 apresenta a variação do termo $-\vec{V}_1.F_1$ na região do bloqueio. Observa-se nesta figura que há uma área com valores positivos excedendo $0,5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Isto significa que há uma taxa líquida de geração de energia cinética da componente intrasazonal, de aproximadamente $43,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} / \text{dia}$. Considerando-se que o valor máximo de K_1 na região do bloqueio foi em torno de $240 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, obtém-se a escala de amortecimento do bloqueio, dividindo-se esse valor pela taxa líquida de geração de energia cinética. Assim, a escala de tempo aproximada foi de 5 a 10 dias.

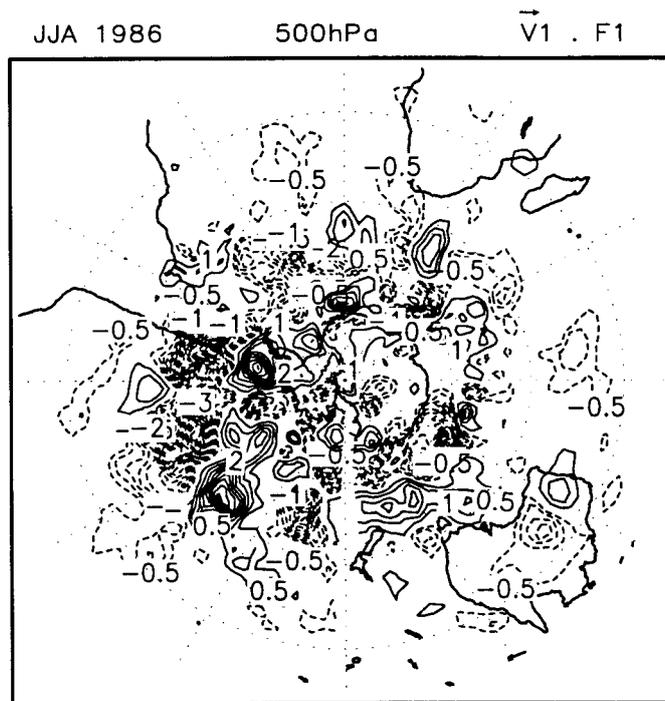


Fig 5.22 - O termo $\vec{V}_1 \cdot F_1$ (a soma dos cinco primeiros termos da Equação 3.43), em $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. O contorno nulo é omitido.

A taxa líquida de geração ($\vec{V}_1 \cdot F_1$) consiste de duas partes a saber: a geração líquida de energia cinética associada à interação das três componentes temporais do fluxo (soma dos termos advectivos) e o termo $\vec{V}_1 \cdot \nabla \phi_1$. A seguir, analisa-se estes termos separadamente. A Figura 5.23 apresenta a distribuição espacial da soma dos quatro termos advectivos. Observa-se nesta figura uma região de valores positivos na região do bloqueio atingindo $0,3 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, regiões com valores negativos em direção à leste.

JJA 1986 500hPa SOMA TERMOS ADVECTIVOS



Fig 5.23 - Soma dos quatro termos advectivos ($\vec{V}_1 \cdot A_{0,1}$, $\vec{V}_1 \cdot A_{1,1}$, $\vec{V}_1 \cdot A_{2,2}$, $\vec{V}_1 \cdot A_{1,2}$) do lado direito da Equação 3.43, em $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. O contorno zero é omitido.

A Figura 5.24 apresenta o termo $-\vec{V}_1 \cdot \nabla \phi_1$ na região do bloqueio. Observa-se nesta figura que os valores de $-\vec{V}_1 \cdot \nabla \phi_1$ são grandes e estão fora de fase com os valores apresentados na Figura 5.23. O termo $-\vec{V}_1 \cdot \nabla \phi_1$ tende a redistribuir energia cinética de oeste para leste. Segundo Mak (1991), uma parte deste termo também está associada com processos baroclínicos (conversão entre energias potencial e cinética). Comparando-se a magnitude destes dois últimos termos, observa-se que o termo $-\vec{V}_1 \cdot \nabla \phi_1$ domina e encontra-se fora de fase com o primeiro (sinais opostos).

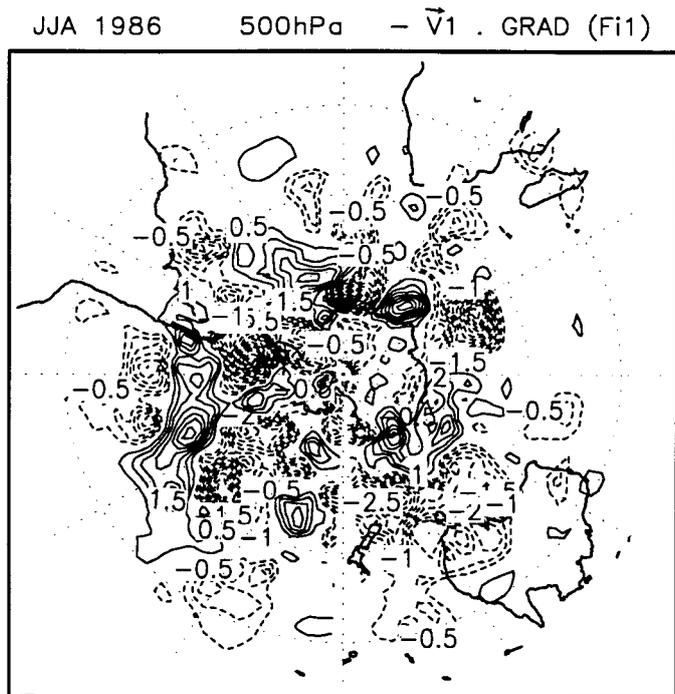


Fig 5.24 - Termo $-\vec{V}_1 \cdot \nabla \phi_1$, média no tempo de vida do bloqueio, em $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. O contorno nulo é omitido.

A Figura 5.25 apresenta a análise dos termos advectivos separadamente na região do bloqueio. Comparando-se as magnitudes desses termos, observa-se que o termo dominante foi $\vec{V}_1 \cdot A_{0,1}$, que expressa a interação entre a componente sazonal e a componente intrasazonal. Estes resultados concordam com os encontrados por Mak (1991). Observa-se a alternância de regiões positivas e negativas nos quatro termos advectivos, sendo que o termo $\vec{V}_1 \cdot A_{0,1}$ possui centros com sinais opostos ao do termo advectivo da própria interação da componente intrasazonal ($\vec{V}_1 \cdot A_{1,1}$), entretanto, este termo está em fase com o termo advectivo da própria interação da componente de alta frequência ($\vec{V}_1 \cdot A_{2,2}$). Um outro aspecto observado é um trem de ondas propagando na direção oeste-leste nestas figuras.

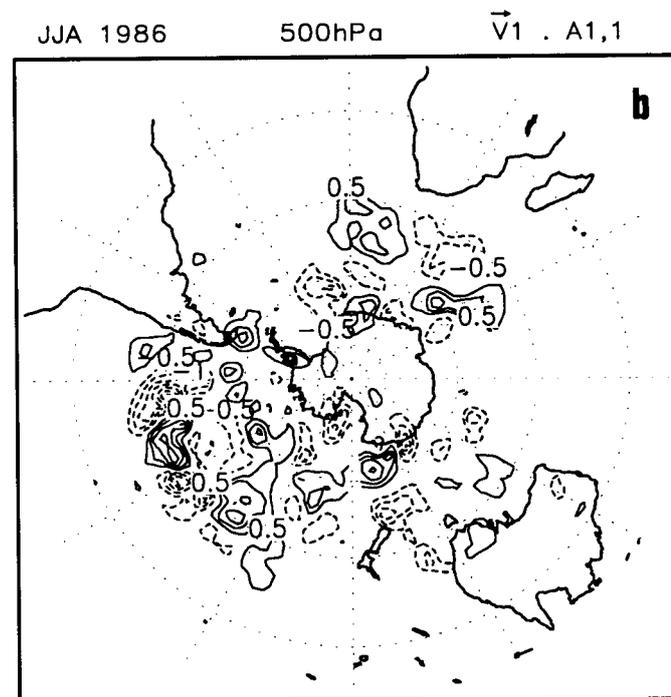
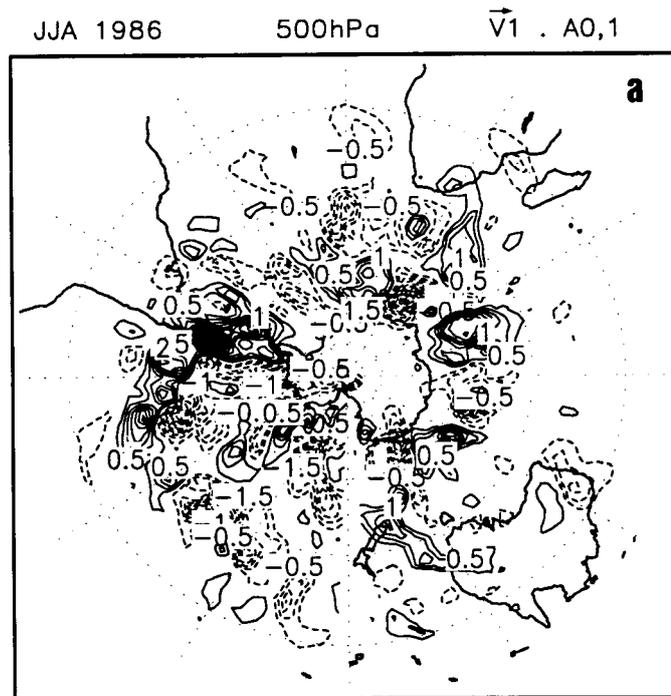


Fig 5.25 - Termos advectivos separadamente: a) $\vec{V}_1 \cdot A_{0,1}$, b) $\vec{V}_1 \cdot A_{1,1}$, c) $\vec{V}_1 \cdot A_{2,2}$, d) $\vec{V}_1 \cdot A_{1,2}$, em $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. O contorno nulo é omitido.

(continua)

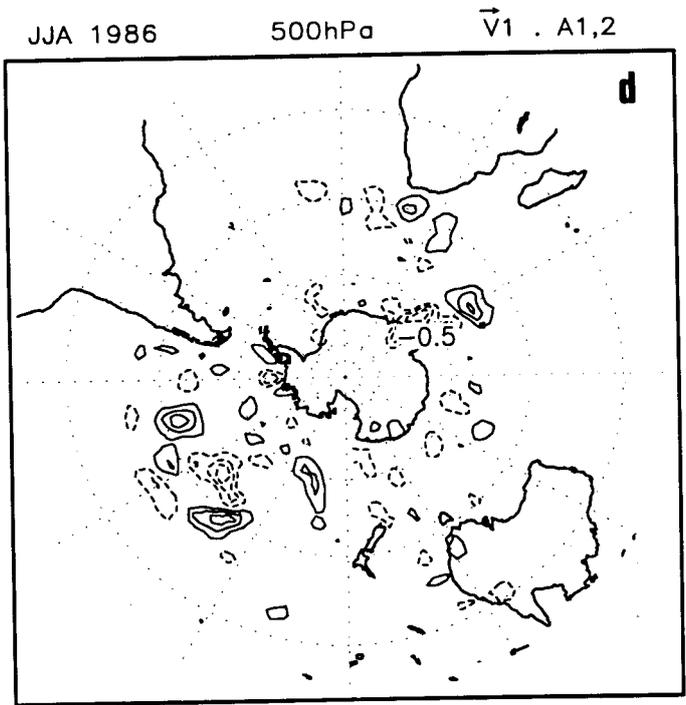
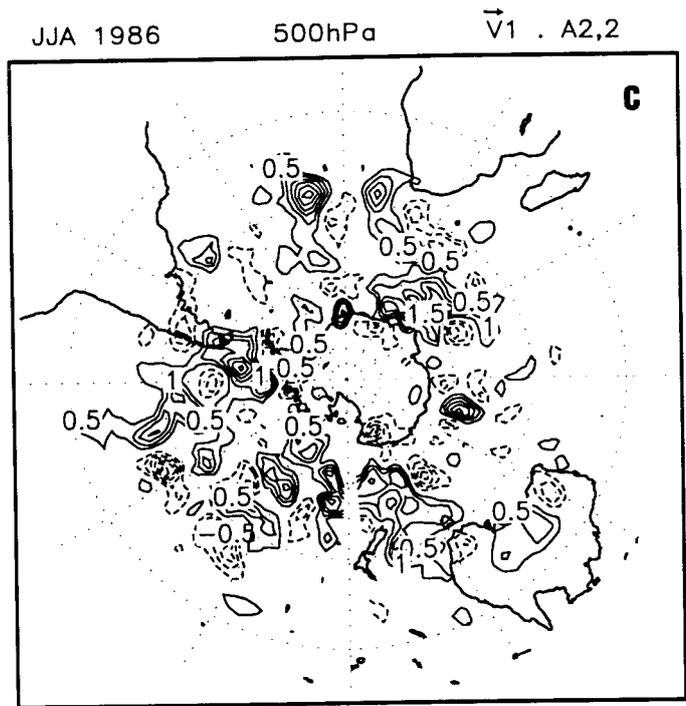


Fig. 5.25 - Conclusão.

Devido a grande importância do termo $\vec{V}_1 \cdot A_{0,1}$ na região do bloqueio, faz-se uma análise de sua contribuição através da soma de dois termos: o primeiro termo é $(-\vec{V}_0 \cdot \nabla) K_1$, o qual redistribui energia cinética da componente intrasazonal devido a advecção pela componente sazonal, e o segundo é o termo $\vec{E}_1 \cdot \vec{D}_0$, é a geração desta energia cinética por processos barotrópicos. O vetor E_1 é a medida da forma e orientação da componente do bloqueio no fluxo, e o vetor D_0 é a medida do campo de deformação do fluxo sazonal, através do estiramento e do cisalhamento do campo do vento.

Analisando-se este dois vetores separadamente, observa-se que a componente do vetor E_1 na direção zonal ($v_1^2 - u_1^2$) é negativa na região do bloqueio, devido u_1^2 possuir magnitude maior do que v_1^2 , e isto proporciona um alongamento do distúrbio na direção zonal. Na direção meridional, o termo $u_1 v_1$ possui valores positivos no lado equatorial e negativos no lado polar do bloqueio. Quanto ao vetor D_0 , considera-se o campo de deformação do fluxo, através do estiramento, e observa-se

que o termo $\frac{\partial u_0}{\partial \lambda}$ domina este campo, quando comparado aos

outros termos, e na região do bloqueio é negativo, proporcionando um alongamento do distúrbio na direção do eixo de contração do fluxo básico. Quanto ao cisalhamento,

o termo dominante é $\frac{\partial u_0}{\partial \phi}$, o qual no lado polar é negativo e

positivo no lado equatorial. O vetor cisalhamento proporciona o sentido ou orientação do movimento. Assim, através da análise exposta acima, o distúrbio (bloqueio) apresenta um alongamento da direção zonal proporcionando a

extração de energia cinética do fluxo básico para sua manutenção.

A Figura 5.26 apresenta a distribuição da taxa de geração de energia barotrópica ($\vec{E}_1 \cdot \vec{D}_0$) na região do bloqueio. Observa-se nesta figura que o bloqueio extrai energia cinética diretamente do jato difluente. Estes resultados mostram que bloqueio é um fenômeno primeiramente barotrópico, entretanto, processos baroclínicos são localmente importantes, pois redistribuem a energia sobre a região do bloqueio. Os distúrbios sinóticos como forçantes do fluxo e a liberação de energia cinética local do jato difluente, através do mecanismo barotrópico, são importantes e, um completa o outro.

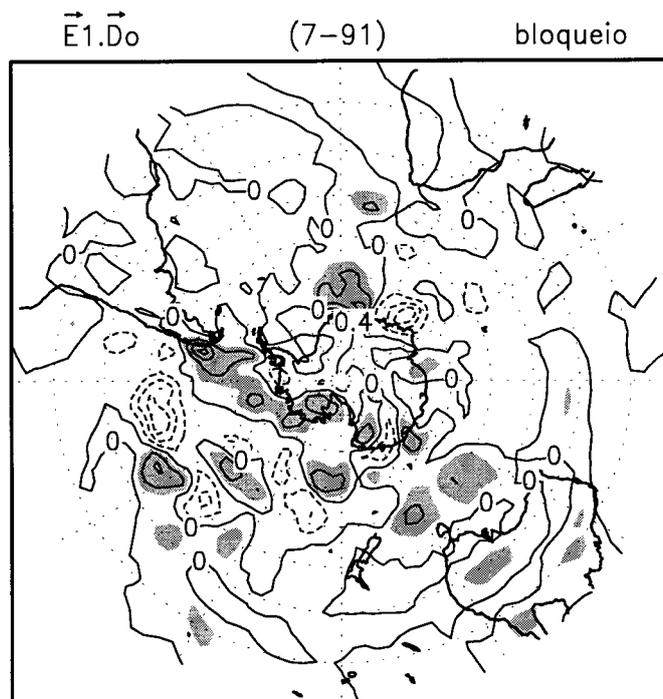


Fig 5.26 - Distribuição espacial de geração de energia barotrópica ($\vec{E}_1 \cdot \vec{D}_0$). Áreas excedendo $0,2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ são sombreadas.

5.4 - ANOMALIA DE PRECIPITAÇÃO NA REGIÃO DO BLOQUEIO

Como citado anteriormente o fenômeno bloqueio influencia nas condições de tempo na região de atuação deste. Neste item apresenta-se as anomalias de precipitação ocorridas no sudeste do Oceano Pacífico em agosto de 1986, devido a formação do bloqueio analisado neste estudo. A tabela 5.1 mostra a quantidade de precipitação normal, total e o desvio em milímetro (mm), em cada estação, localizada através da latitude versus longitude. A precipitação denominada normal é a média climatológica de precipitação no mês de agosto. A precipitação total é a quantidade em mm que precipitou em agosto de 1986, e o desvio é a diferença entre as precipitações total e normal. Pode-se observar nitidamente nesta Tabela, as anomalias negativas na região sob o anticiclone de bloqueio e positivas no lado equatorial deste. Ressalta-se que o bloqueio se estendeu até meados de agosto de 1986, enquanto que, tomou-se a média mensal de agosto deste mesmo ano, mesmo assim, obteve-se resultados esperados, escassez de precipitação na região do anticiclone e abundância no lado equatorial deste, como era esperado.

TABELA 5.1 - ANOMALIAS DE PRECIPITAÇÃO NO BLOQUEIO

LOCAL	LAT (S)	LOG (W)	ELEV (m)	PRECIPITAÇÃO (mm)			
				AGOSTO DE 1986			
				NORMAL	TOTAL	DESVIO	DESVIO
RIVADAVIA	24.10	62.54	205	7	29	+22	+314.3
ILHA DE PASCOA	27.10	109.26	69	90	117	+27	+30
CORDOBA AERO	31.19	64.13	474	15	21	+6	+40
QUINTERO	32.47	71.31	2	58	75	+17	+29.3
PUNTA ANGELES	33.01	71.39	41	58	77	+19	+32.7
RIO CUARTO	33.07	64.14	421	17	21	+4	+23.5
I. ROBINSON CRUSOE	33.37	78.50	30	117	178	+61	+52.1
VILLA REYNOLDS	33.44	65.23	484	14	22	+8	+57.1
PIGUE	37.36	62.23	304	20	66	+46	+230
BAHIA BLANCA	38.44	62.11	83	20	64	+44	+220
VALDIVIA	39.38	73.05	19	283	298	+15	+5.3
ST ANTONIO OESTE	40.44	64.57	7	16	6	-10	-62.5
BARILOCHE	41.09	71.10	840	125	103	-22	-17.6
PUERTO MONTT	41.26	73.06	90	201	142	-59	-29.3
ESQUEL	42.56	71.09	785	61	18	-43	-70.5
ILHA GUAFA	43.34	74.44	140	192	71	-121	-63
C. RIVADAVIA	45.47	67.30	46	21	12	-9	-42.8
PUERTO DESEADO	47.44	65.55	79	17	2	-15	-88.2
GOVERNADOR GREGORES	48.47	70.10	358	12	7	-5	-41.7
SAN JULIAN	49.19	67.45	62	22	6	-16	-72.7
STA CRUZ	50.01	68.34	111	14	10	-4	-28.6
LAGO ARGENTINO	50.20	72.18	220	23	5	-18	-78.3
RIO GALLEGOS	51.37	69.19	17	13	6	-7	-53.8
P. ARENAS	53.00	70.51	44	39	4	-35	-89.7

FONTE: Monthly Climatic Data for the World, 1986, p.7

5.5 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Hoskins et al. (1983) observaram que a bifurcação do jato na região da Nova Zelândia foi sustentada pelo fluxo de vorticidade dos distúrbios transientes. Diagnosticou-se a manutenção do bloqueio pelos distúrbios transientes, através do fluxo de E-P, cujos resultados concordam com os de Trenberth (1986b). A análise do fluxo de vorticidade potencial quase-geostrófica está relacionada ao fluxo de E-P local (Trenberth, 1986b). Illari (1984) sugere que os distúrbios transientes agem no sentido de conter o movimento do bloqueio em direção à oeste sob a influência da advecção do fluxo médio.

Os distúrbios transientes de escala sinótica são importantes tanto na geração quanto na manutenção de bloqueios (Illari e Marshall, 1983; Trenberth, 1986b; Müllen, 1987; Nakamura e Wallace, 1990; Mak, 1991; Chen e Juang, 1992). Considerando-se a distribuição de energia dos distúrbios de alta frequência (Figura 5.22), nota-se que estes são deslocados para leste nas altas latitudes na região do bloqueio. Ou seja, não observa-se o "Storm Track" no braço sul da região do bloqueio. Assim, estes resultados não concordam com o diagrama esquemático de Shutts (1983), em que mostra o "Storm Track" meridionalmente simétrico no lado polar e equatorial do bloqueio. Os resultados do presente trabalho mostram que os distúrbios que seguem os dois jatos, possuem características diferentes: no jato polar, os distúrbios são ondas longas com escala de tempo maior do que uma semana, enquanto que no lado equatorial são as ondas zonais maiores do que 4 e com escala de tempo menor do que uma semana. Segundo Shutts (1983), os distúrbios de escala sinótica que incidem na bifurcação do

jato de oeste, são comprimidos na direção leste-oeste e alongados na direção norte-sul, cuja deformação leva fluxo de "momentum" e energia para o bloqueio, o qual pode ser mantido e fortalecido.

Há bastante estudos sobre bloqueios que destacam a importância dos distúrbios transientes de escala sinótica na formação e manutenção deste fenômeno, os quais utilizam métodos diferentes. Ressalta-se a grande importância da interação do bloqueio com o fluxo sazonal como sugerido por Mak (1991), através da análise da energia cinética local de uma situação de bloqueio no HN e confirmado pelo presente trabalho, utilizando-se a mesma metodologia para um caso de bloqueio para o HS. Sob este, ponto de vista, esta interação é um dos mecanismo mais importantes da manutenção do bloqueio, pois o bloqueio extrai energia cinética barotrópica do jato difluente sob a influência do campo de deformação deste fenômeno.

CAPÍTULO 6

6.1 - SUMÁRIO E CONCLUSÕES

No presente trabalho foi realizado uma climatologia do fenômeno bloqueio, utilizando-se 14 anos de dados do ECMWF (1980-1993), com o intuito de se obter as variações sazonal e interanual e as regiões preferidas de formação de bloqueios. Encontrou-se quatro regiões preferidas para atuação deste fenômeno a saber: região da Austrália e Nova Zelândia (Oceano Pacífico), sudeste da América do Sul (Oceano Atlântico), sudeste da África (Oceano Índico) e sudeste do Oceano Pacífico. Esta última região é um novo setor de atuação de bloqueios no Oceano Pacífico, a qual também foi recentemente encontrada por Sinclair (1996). As frequências de bloqueios são maiores no inverno e menores no verão. Uma acentuada variação interanual foi observada, principalmente na região de maior frequência de bloqueios, isto é, na região da Austrália e da Nova Zelândia. Ressalta-se que em anos de La Niña (1984/1985/1989) as frequências de bloqueios são maiores do que em anos de El Niño (1983/1987/1990). Discutiu-se as possíveis causas quanto à variação interanual e predominância em anos de La Niña.

As características de uma situação de bloqueio foram observadas através do estudo de caso de um evento de bloqueio, que se formou no sudeste do Oceano Pacífico. Os mecanismos físicos que mantêm o bloqueio foram discutidos através do fluxo de E-P e de sua energética local.

Como principais conclusões destacam-se:

- A variação interanual da bifurcação do vento de oeste na região da Nova Zelândia, associada à posição do jato subtropical e do jato polar são responsáveis pela variação interanual de frequência de bloqueios;
- A frequência de bloqueios em anos de La Niña é maior do que o dobro da frequência em anos de El Niño na região da Austrália e Nova Zelândia. Isto ocorre devido a bifurcação do vento de oeste ser mais intensa e melhor definida, destacando-se a sobreposição dos jatos polar e subtropical nesta região, em anos de La Niña;
- A intensidade da bifurcação do jato de oeste associado a variação na amplitude e fase de ondas longas estacionárias são mecanismos importantes na formação de bloqueios;
- No estudo de caso de bloqueio, verificou-se que a amplitude das ondas zonais estacionárias de número 1 a 3 cresceram em torno de 50%;
- Esta situação de bloqueio apresentou características ora do tipo dipólo, ora do tipo ômega, durante o seu tempo de vida. Apesar deste ser um fenômeno local, pode afetar o fluxo em escala global;
- A região de $\sigma(Z)$ máximo localizado em torno de 60°S no sul da Nova Zelândia está associada ao fenômeno bloqueio. Este centro é devido ao desvio do jato e dos distúrbios transientes, considerando-se a formação do anticiclone de bloqueio em torno de 50°S;

- Os distúrbios que seguem os dois ramos do jato que se dividiu possuem características diferentes. No jato polar, os distúrbios são ondas longas com escala de tempo menor do que uma semana e efetuam transportes de calor e "momentum" na região do bloqueio e na bifurcação do jato. No jato subtropical, as ondas zonais acima de 4 com escala de tempo maior do que uma semana transportam calor e "momentum" nesta região;
- Os distúrbios transientes barotrópicos aceleram o escoamento de oeste na região do jato polar e desaceleram na região do bloqueio e na bifurcação do jato de oeste, e assim, mantém a configuração do bloqueio;
- A interação do fenômeno bloqueio com os distúrbios de alta frequência é relativamente importante e se manifestou em três termos da equação de energia cinética (Equação 3.41), dos quais o termo $V_1.A_{2,2}$ é o mais importante, quanto à transferência de energia barotrópica;
- O termo $V_1.\nabla\phi_1$ redistribui energia cinética na região do bloqueio, de oeste para leste. Uma parte desta energia está associada a processos baroclínicos, o qual é de grande importância na manutenção do bloqueio;
- A soma dos termos advectivos na Equação 3.43 ($V_1.A_{0,1}$, $V_1.A_{1,1}$, $V_1.A_{2,2}$, $V_1.A_{1,2}$), é a geração líquida de energia cinética associada à interação das três componentes temporais do fluxo: sazonal, intrasazonal e alta frequência, a qual possui grande magnitude na

região do bloqueio, e está fora de fase com o termo $V_1 \cdot \nabla \phi_1$;

- Na região do bloqueio o termo dominante foi $V_1 \cdot A_{0,1}$, o qual expressa a interação entre a componente sazonal e a componente intrasazonal. Este termo gera energia cinética barotrópica através do termo $E_1 \cdot D_0$, e redistribui esta energia devido a advecção do fluxo zonal $(-V_0 \cdot \nabla) K_1$;
- O termo $E_1 \cdot D_0$ é a geração de energia cinética por processos barotrópicos. Através de sua análise, conclui-se que o bloqueio extrai energia cinética barotrópica do fluxo difluente sob a influência do campo de deformação deste fenômeno;
- A manutenção deste caso de bloqueio de longa duração ocorreu através da extração de energia cinética barotrópica do fluxo sazonal.

Com base nos resultados do presente trabalho, sugere-se para trabalhos futuros:

- Estudar a dinâmica da estratosfera e associar ao fenômeno bloqueio na troposfera, principalmente os de longa duração;
- Como bloqueio atmosférico é um fenômeno, essencialmente, formado nos oceanos, sugere-se investigar as TSMs e associar as fases de formação e de desenvolvimento deste fenômeno;
- Fazer a simulação numérica deste caso de bloqueio de longa duração;

- Visualizar os casos de bloqueios localizados pelo índice zonal ($I(\lambda)$), com a finalidade de comparar a duração real do bloqueio com a encontrada pelo índice;
- Experiência sinótica indica que bloqueios que se posicionam à costa do Chile são extremamente importantes para a previsão do tempo no Sul e Sudeste do Brasil, assim, seria extremamente importante explorar com detalhes estes casos de bloqueios.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFIAS

- Austin, J. F. The blocking of middle latitude westerly winds by planetary waves. **Quarterly Journal Royal Meteorological Society**, 106(448):327-350, Apr. 1980.
- Baines, P. G. A survey of blocking mechanisms, with application to the Australian region. **Australian Meteorological Magazine**, 31(01):27-36, Mar. 1983.
- Berberly, E. H.; Núñez, M. N. An observational and numerical study of blocking episodes near South America. **Journal of Climate**, 2(11):1352-1361, Nov. 1989.
- Blackmon, M.; Mullen, S.; Bates, G. The climatology of blocking events in a perpetual january simulation of a spectral general circulation model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 43(13):1379-1405, july. 1986.
- Bluestein, H. B. **Synoptic-dynamic meteorology in midlatitudes**. volume II: Observations and theory of weather systems. New York, Oxford University Press, 1993. 594p.
- Brezowsky, H.; Flohn, H.; Hess, P. Some remarks on the climatology of blocking action. **Tellus**, 3(03):191-194, Aug. 1951.
- Casarin, D. P. **Um estudo observacional sobre os sistemas de bloqueio no Hemisfério Sul**. (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1982. (INPE - 2638-TDL/114).

Charney, J. G.; Shukla, J.; Mo, K. C. Comparison of a barotropic blocking theory with observation. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 38(04):762-779, Apr. 1981.

Chen, W. Y.; Juang, H. H. Effects of transient eddies on blocking flows: General circulation model experiments. **Monthly Weather Review**, 120(05):787-801, May. 1992.

Colucci, S. J. Comparative diagnosis of blocking versus nonblocking planetary-scale circulation change during synoptic-scale cyclogenesis. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 44(01):124-139, Jan. 1987.

Colucci, S. J.; Loesch, A.; Bosart, L. Spectral evolution of a blocking episode and comparison with wave interaction theory. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 38(08):2092-2111, Oct. 1981.

Coughlan, M. J. A comparative climatology of blocking action in the two hemispheres. **Australian Meteorology Magazine**, 31(01):3-31, Mar. 1983.

Da Silva, A. M.; Lindzen, R. S. On the establishment of stationary waves in the northern hemisphere winter. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 50(01):43-61, Jan. 1993.

Davies, D. R. Blocking anticyclones. **Weather**, 33(01):30-32, Jan. 1978.

Dehai, L.; Liren, J. A observational study of dipole blockings in the atmosphere. **Chinese Journal of Atmospheric Sciences**, 15(03):287-293, 1991.

- Dole, R. M. **The objective representation of blocking patterns.** In: The general circulation: Theory, modeling and observations. Notes from a Colloquium, Summer, 1978. NCAR/CQ-6+1978-ASP, pp. 406-426, 1978.
- _____. Persistent anomalies of the extratropical northern hemisphere wintertime circulation: Structure. **Monthly Weather Review**, 114:178-207, 1986.
- Dole, R. M.; Black, R. Life cycle of persistent anomalies. Part II: The development of persistent negative height anomalies over the North Pacific Ocean. **Monthly Weather Review**, 18(04):824-846, Apr. 1990.
- Dole, R. M.; Gordon, N. Persistent anomalies of the extratropical northern hemisphere wintertime circulation: Geographical distribution and regional persistence characteristics. **Monthly Weather Review**, 111(08):1567-1586. Aug. 1983.
- Edmon, H. J. JR.; Hoskins, B. J.; McIntyre. Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 37(12):2600-2616, Dec. 1980.
- Egger, J. Dynamics of blocking highs. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 35(10):1788-1801, Oct. 1978.
- Eliassen, A.; Palm, E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. **Geofysiske Publikasjoner Geophysica Norvegica**, 22(03):1-23, 1960.

- Elliot, R. D.; Smith, T. B. A study of the effects of large blocking highs on the general circulation in the northern hemisphere westerlies. **Journal of Meteorology**, 6(02):67-85, Apr. 1949.
- Garriot, E. B. Long range forecasts. U. S. **Weather Bureau Bulletin**, N° 35, Washington D. C. 1904.
- Geisler, J. E. On the application of baroclinic instability and sensible heat exchange to explain blocking ridge development. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 34(01):216-218, Jan. 1977.
- Grotjahn, R. **Global Atmospheric circulations**, observations and theories. New York, Oxford University Press, 1993. 430p.
- Haines, K.; Marshall, J. Eddy-forced coherent structures as a prototype of atmospheric blocking. **Quartely Royal Meteorological Society**, 113(476):683-704, Apr. 1987.
- Halpert, M S.; Ropelewski, C. F. Surface temperature patterns associated with the Southern Oscillation. **Journal of Climate**, 5(06):577-593, June 1992.
- Hansen, A. R.; Chen, T. A spectral energetics analysis of atmospheric blocking. **Monthly Weather Review**, 110(09):1146-1165, Sept. 1982.
- Hartmann, D. L.; Ghan, S. J. A statistical study of the dynamics of blocking. **Monthly Weather Review**, 108(08):1144-1159, Aug. 1980.

- Holopainen, E. O.; Rontu, L. The effects of large-scale transient eddies on the time-mean flow in the atmosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 39(09):1972-1984. Sept. 1982.
- Holton, J. R. **A introduction to dynamic meteorology**. 3. ed. New York, Academic Press, 1992. 511p.
- Hoskins, B.; James, I.; White, G. The shape , propagation and mean-flows: interaction of large-scale weather system. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 40(07):1595-1612, July 1983.
- Hoskins, B. *et al.* On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. **Quartely Journal Royal Meteorological Society**, 111(470):877-946, Oct. 1985.
- Hovmöller, E. The trough-and-ridge diagram. **Tellus**, 1:62-66, 1949.
- Illari, L.; Marshall, J.C. On the interpretation of eddy fluxes during a blocking episode. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 40(09):2232-2242, Sept. 1983.
- Illari, L. A diagnostic study of the potential vorticity in a warm blocking anticyclone. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 41(24):3518-3526, Dec. 1984.
- Kalnay-Rivas, E.; Merkine, L. A simple mechanism for blocking. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 38(20):2077-2091, Oct. 1981.

Kalnay, E.; Mo, K. C.; Pfaendtner, J. A GCM study on the maintenance of the June 1982 blocking in the southern hemisphere. In: International Conference on Southern Hemisphere, 2., Wellington, 1-5 Dec. 1986. **Extended Abstracts** Boston, MA, American Meteorological Society, 1986. P. 297-300.

Kikuchi, Y. Numerical simulation of the blocking process. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 47(01):29-53, Feb. 1969.

Knox, J.; Hay, J. Blocking signatures in the northern hemisphere: Rationale and identification. **Atmosphere-Ocean**, 22(01):36-47, Mar. 1984.

_____. Blocking signatures in the northern hemisphere frequency distribution and interpretation. **Atmosphere-Ocean**, 23(01):01-16, Mar. 1985.

Kung, E. C.; Tanaka, H.; Baker, W. Energetics examination of winter blocking simulations in the northern hemisphere. **Monthly Weather Review**, 117(09):2019-2040, Sept. 1989.

Kuo, H. L. Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere. **Journal of Meteorology**, 6(02):105-122, Apr. 1949.

Lejenäs, H.; Okland, H. Characteristics of northern hemisphere blocking as determined from a long time series of observational data. **Tellus**, 35a(05):350-362, Oct. 1983.

- Lejenäs, H. Characteristics of southern hemisphere blocking as determined from a long time series of observational data. **Quartely Journal Royal Meteorological Society**, 110(466):967-979, Oct. 1984.
- Lejenäs, H.; Madden, R. A. Traveling planetary-scale waves and blocking. **Monthly Weather Review**, 120(12):2821-2830, Dec. 1992.
- Lejenäs, H. Long term variations of atmospheric blocking in the northern hemisphere. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 73(01):79-89, Feb. 1995.
- Lejenäs, H.; Döös, B. The behaviour of stationary and travelling planetary - scale waves during blocking - A northern hemisphere data study. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 56(05):709-725, Oct. 1987.
- Liu, Q. On the definition and persistence of blocking. **Tellus**, 46A(03):286-298, May 1994.
- Lupo, A.; Smith, P. J. Climatological features of blocking anticyclones in the northern hemisphere. **Tellus**, 47A(04):439-456, Aug. 1995a.
- Lupo, A.; Smith, P. J. Planetary and synoptic-scale interactions during the life cycle of a mid-latitude blocking anticyclone over the north atlantic. **Tellus**, 47A(05):575-596, Oct. 1995b.

- Mahlman, J. D. Structure and interpretation of blocking anticyclones as simulated in a GFDL general circulation model In: Stanstead Seminar, 13. Montreal, 1979, **Proceedings**. Montreal, McGill University, 1979. P.70-76.
- Mak, M.; Cai, M. Local barotropic instability. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 46(21):3289-3311, Nov. 1989.
- Mak, M. Dynamics of an atmospheric blocking as deduced from its local energetics. **Quarterly Journal Royal Meteorological Society**, 117(499):477-493, Apr. 1991.
- Mo, K. C. **Persistent anomalies of the southern hemisphere circulation**. Pp 70-72 in preprints from the First International Conference on Southern Hemisphere Meteorology, São José dos Campos, Brazil, American Meteorological Society, Aug. 1983.
- Monthly Climatic Data for the World, Asheville, NC, v.39, n.8, Aug. 1986.
- Müllen, S. L. Transient eddy forcing of blocking flows. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 44(01):03-22, Jan. 1987.
- _____. Model experiments on the impact of pacific sea surface temperature anomalies on blocking frequency. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 2(09):997-1013, Sept. 1989.
- Nakamura, H.; Wallace, J. M. Observed changes in baroclinic wave activity during the life cycles of low-frequency circulation anomalies. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 47(09):1100-1116, May 1990.

- Namias, J.; Clapp, P. F. Observational studies of general circulation patterns. **Compendium of Meteorology**. American Meteorological Society. 1951.
- Nigam, S.; Lindzen, R. The sensitivity of stationary waves to variations in the basic state zonal flow. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 46(12):1746-1768, June 1989.
- Noar, P. F. Numerical modelling of blocking, with reference to June 1982. **Australian Meteorological Magazine**, 31(01):37-49, Mar. 1983.
- Okland, H.; Lejenäs, H. Blocking and persistence. **Tellus**, 39A(01):33-38, Jan. 1987.
- Palmén, E.; Newton, E. W. **Atmospheric circulation systems**. New York, Academic Press, 1969. 603p.
- Palmer, T. **Blocking: Observations, theory and modelling**. Meteorological training course, Lecture Series, European Center for Medium-Range Weather Forecasts. Apr. 1987.
- Plumb, A. Three-dimensional propagation of transient quasi-geostrophic eddies and relationship with the eddy forcing of the time-mean flow. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 43(16):1657-1678, Aug. 1986.
- Quintanar, A. I.; Mechoso, C. R. Quasi-stationary waves in the southern hemisphere. Part I: Observational data. **Journal of Climate**, 8(11):2659-2672, Nov. 1995a.

Quintanar, A. I.; Mechoso, C. R. Quasi-stationary waves in the southern hemisphere. Part II: Generation mechanisms. **Journal of Climate**, 8(11):2673-2690, Nov. 1995b.

Quiroz, R. S. The climate of the El Niño winter of 1982-83 - A seasonal of extraordinary climatic anomalies. **Monthly Weather Review**, 111(08):1685-1706, Aug. 1983.

_____. Seasonal climate summary. The climate of the 1983-84 winter - A seasonal of strong blocking and severe cold in North America. **Monthly Weather review**, 112(09):1894-1912, Sept. 1984.

Rasmusson, E. M.; Wallace, J. M. Meteorological aspects of the El Niño/Southern Oscillation. **Science**, 222(4629):1195-1202, Dec. 1983.

Rex, D. F. Blocking action in the middle troposphere and its effects upon regional climate I- An aerological study of blocking action. **Tellus**, 2(03):196-211, Aug. 1950a.

_____. Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate II- The climatology of blocking action. **Tellus**, 2(04):275-301, Nov. 1950b.

_____. The effect atlantic blocking action upon European climate. **Tellus**, 2(03):100-113, May 1951.

Saltzman, B. Anomalous atmospheric flows and blocking. In: **Advances in Geophysics**: Orlando, Academic Press, 1986. v.

- Sanders, R. Blocking highs over the eastern-northern atlantic ocean and western European. **Monthly Weather Review**, 81(03):67-73, Mar. 1953.
- Shukla, J.; Mo, K. Seasonal and geographical variation of blocking. **Monthly Weather Review**, 111(02):388-402, Feb. 1983.
- Shutts, G. J. The propagation of eddies in diffluent jetstreams: eddy vorticity forcing of blocking flow fields. **Quartely Journal Royal Meteorological Society**, 109(462):737-761, Oct. 1983.
- _____. A case study of eddy forcing during an Atlantic blocking episode, In: Anomalous atmospheric flows and blocking. **Advances in Geophysics**: Orlando, Academic Press, 1986. V. 29, p. 135-162.
- _____. Persistent anomalous circulation and blocking. **The Meteorological Magazine**, 116(1377):116-124, Apr. 1987.
- Sinclair, M. R. A climatology of anticyclones and blocking for the southern hemisphere. **Monthly Weather Review**, 124:245-263, Feb. 1996.
- Simmonds, I.; Lin, Y. Topographical and thermal forcing in a circulation model of the southern hemisphere. January case. **The University of Melbourne, Meteorology Department**, Publication n^o 24. 1983.
- Sunner, E J. A study of blocking in the atlantic-European sector of the northern hemisphere. **Quarterly Journal Royal Meteorological Society**, 80:402-416. July 1954.

- Taljaard, J. J. Synoptic meteorology of the southern hemisphere. In: Newton, C.W. ed. **Meteorology of the southern hemisphere**, Boston, MA, American Meteorological Society, 1972. P. 139-213. (Meteorological Monographs, v.13 n.35).
- Tanaka, H. L. A numerical simulation of amplification of low-frequency planetary waves and blocking formations by the upscale energy cascade. **Monthly Weather Review**, 119(12):2919-2935, Dec. 1991.
- Tibaldi, S. Molteni, F. On the operational predictability of blocking. **Tellus**, 42A(03):343-365, May 1990.
- Tibaldi, S. *et al.* Northern and southern hemisphere seasonal variability of blocking frequency and predictability. **Monthly Weather Review**, 122(09):1971-2003, Sept. 1994.
- Tokioka, T.; Noda, A. Effects of large-scale orography on january atmospheric circulation: A numerical experiment. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 64(06):819-840, Dec. 1986.
- Treidl, R.; Birch, E.; Sajecki, P. Blocking action in the northern hemisphere: A climatological study. **Atmosphere-Ocean**, 19(01):1-23 Mar. 1981.
- Trenberth, K. E. Observed southern hemisphere eddy statistics at 500mb: Frequency and spatial dependence. **Journal of the Atmospheric Science**, 38(12):2585-2605, Dec. 1981.

- _____. Seasonality in southern hemisphere eddy statistics at 500mb. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 39(11):2507-2520, Sept. 1982.
- Trenberth, K. E.; Swanson, G. S. **Blocking and persistent anomalies in the southern hemisphere** Pp 73-76 in preprints from the First International Conference on Southern Hemisphere meteorology, Sao José dos Campos, Brazil. American Meteorological Society, Aug. 1983.
- Trenberth, K. E. Interannual variability of the southern hemisphere circulation: representativeness of the year of the Global Weather Experiment. **Monthly Weather Review**, 112(01):108-123, Jan. 1984.
- Trenberth, K. E.; Mo, K. C. Blocking in the southern hemisphere. **Monthly Weather Review**, 113(01):3-21, Jan. 1985.
- Trenberth, K. E. The signature of a blocking episode on the general circulation in the southern hemisphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 43(19):2061-2069, Oct. 1986a.
- _____. An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 43(19):2070-2087, Oct.1986b.
- Trenberth, K. E.; Olson, J. G. An evaluation and intercomparison of global analyses from the National Meteorological Center and the European Center for Medium Range Weather Forecasts. **Bulletin American Meteorological Society**, 69(09):1047-1057, Sept. 1988.

Trenberth, K. E. **Global Analyses from ECMWF** and atlas of 1000 to 10 mb. Circulation Statistics. Ncar Technical Note NCAR/TN-373+5TR Climate Dynamics Division National Center for Atmospheric Research Boulder, Colorado. June 1992.

_____. Storm tracks in the southern hemisphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 48(19):2159-2178, Oct. 1991.

Trenberth, K. E.; Hoar, T. J. The 1990-1995 El Niño-Southern Oscillation event: Longest on record. **Geophysical Research Letters**, 23(01):57-60, Jan. 1996.

Tung, K. K.; Lindzen, R. S. A theory of stationary long waves. Part I: A simple theory of blocking. **Monthly Weather Review**, 107(06):714-734, June 1979.

Van Loon, H. Blocking action in the southern hemisphere. Part I. **Notos**, 5(03):171-175, 1956.

_____. Mid-season average zonal wind at sea level and at 500mb south of 25 degrees south, and brief comparison with the northern hemisphere. **Journal of the Applied Meteorology**, 3(05):554-563, Oct. 1964.

White, W. B.; Clark, N. E. On the development of blocking ridge activity over the central north pacific. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 32(03):489-502, Mar. 1975.

Wright, A. D. **Blocking action in the australian region.** Canberra, Department of Science Bureau of Meteorology 1974. 29Pp. (Technical Report, 10).